

SÉRIE A — N° 1902.

N° D'ORDRE 2769.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN LAVAL

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES,

PREMIÈRE THÈSE. — Étude expérimentale de la diffusion des rayons X par les cristaux.

DEUXIÈME THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le **13 JUIL. 1939** devant la commission d'examen

MM. COTTON

Président

MAUGUIN

J. WYART

} *Examineurs*

PARIS

—
1939

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE
DE LA DIFFUSION DES RAYONS X
PAR LES CRISTAUX

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

		MM.		
	<i>Doyen honoraire</i>	M. MOLLIARD.		
	<i>Doyen</i>	C. MAURAIN, <i>Professeur</i> , Physique du Globe.		
<i>Professeurs honoraire</i> .	H. LEBESGUE.	AUGER.	MOLLIARD.	WINTREBERT.
	Émile PICARD.	DANGEARD.	LAPICQUE.	DUBOSCQ.
	LÉON BRILLOUIN.	LESPIEAU.	G. BERTRAND.	BOHN.
	GUILLET.	MARCHIS.	ABRAHAM.	RABAUD.
	PÉCHARD.	VESSIOT.	Ch. FABRY.	
	FREUNDLER.	PORTIER.	L. BERTRAND.	

PROFESSEURS

M. CAULLERY....	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	H. BÉGIN.....	T	Mécanique physique et expérimentale.
Émile BOREL....	T	Calcul des probabilités et Physique mathém.	FOCH.....		Mécanique expérimentale des fluides.
Jean PERRIN....	T	Chimie physique.	PAUTHENIER.....		Physique (P. C. B.).
E. CARTAN.....	T	Géométrie supérieure.	DE BROGLIE....	T	Théories physiques.
A. COTTON.....	T	Recherches physiques.	CHRÉTIEN.....		Optique appliquée.
J. DRACH.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	P. JOB.....		Chimie générale.
Charles PÉREZ..	T	Zoologie.	LABROUSTE....		Physique du Globe.
M. GUICHARD....	T	Analyse et mesures chimiques.	PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.
Paul MONTEL...	T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	VILLEY.....		Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM..	T	Botanique.	COMBES.....	T	Physiologie végétale.
G. JULIA.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	GARNIER.....	T	Mathématiques gén.
C. MAUGUIN....	T	Minéralogie.	PÈRES.....		Mécanique théor. des fluides.
A. MICHEL-LÉVY.	T	Pétrographie.	HACKSPILL....	T	Chimie minérale.
N.....		Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER.....	T	Physiologie générale.
A. DENJOY.....	T	Application de l'Analyse à la Géométrie.	TOUSSAINT....		Technique Aéronautique.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M. CURIE.....		Physique (P.C.B.).
Eugène BLOCH..	T	Physique.	G. RIBAUD....	T	Hautes températures.
G. BRUHAT.....	T	Physique théorique et Physique céleste.	CHAZY.....	T	Mécanique rationnelle
E. DARMOIS....	T	Enseign. de Physique.	GAULT.....		Chimie (P.C.B.).
A. DEBIERNE....	T	Physique générale et Radioactivité.	CROZE.....		Recherches physiques.
A. DUFOUR.....	T	Physique (P. C. B.).	DUPONT.....	T	Théories chimiques.
L. DUNOYER....		Optique appliquée.	LANQUINE....	T	Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	T	Botanique.	VALIRON.....		Mathématiques gén.
M. JAVILLIER....	T	Chimie biologique.	BARRABÉ.....		Géologie structurale et géologie appliquée
ROBERT-LÉVY...	T	Physiologie comparée.	MILLOT.....		Biologie anim. (P.C.B.).
F. PICARD.....		Zoologie (Évolution des êtres organisés).	F. PERRIN....		Théories physiques.
Henri VILLAT...	T	Mécanique des fluides et applications.	VAYON.....		Chimie organique.
Ch. JACOB.....	T	Géologie.	G. DARMOIS..		Calcul des probabilités et Physique-Math.
P. PASCAL.....	T	Chimie minérale.	CHATTON.....	T	Biologie maritime.
M. FRÉCHET....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	AUBEL.....		Chimie biologique.
E. ESCLANGON..	T	Astronomie.	Jacques BOURCART		Géographie physique et Géologie dynamique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE		Physique générale et Radioactivité.
			PLANTEFOL....		Biologie végét. (P. C. B.).
			CABANNES....		Enseignement de Phys.
			GRASSÉ.....		Biologie ani. (P. C. B.).
			PRÉVOST.....		Chimie (P. C. B.).
			BOULIGAND...		Mathématiques.
			CHAUDRON....		Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

SÉRIE A — N° 1902.

N° D'ORDRE 2769.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN LAVAL

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES,

PREMIÈRE THÈSE. — Étude expérimentale de la diffusion des rayons X par les cristaux.

DEUXIÈME THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le

devant la commission d'examen

MM. COTTON

Président

MAUGUIN

J. WYART

} *Examineurs*

PARIS

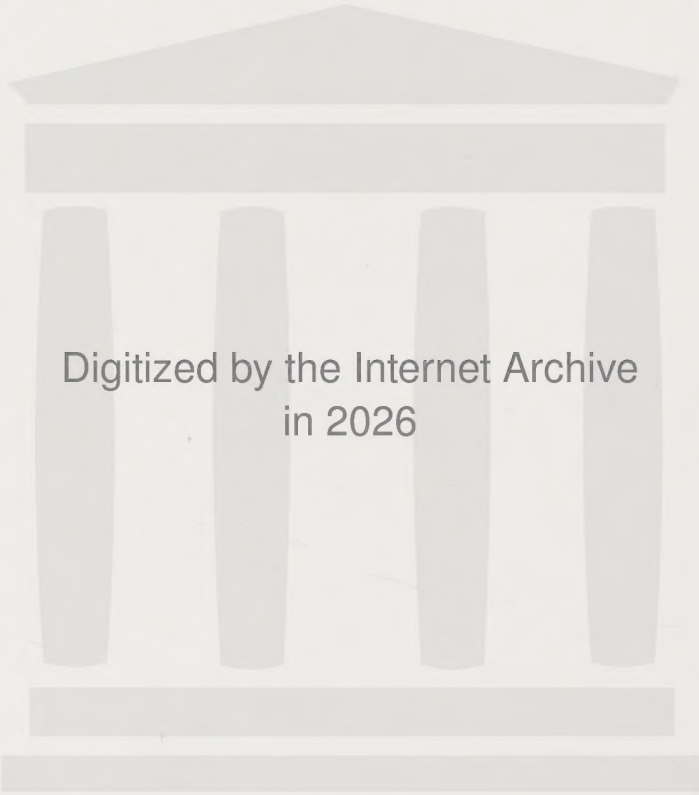
—
1939



A MON MAITRE
M. CH. MAUGUIN

*Membre de l'Institut,
Professeur à la Faculté des Sciences*

*Hommage de ma profonde gratitude
et de ma respectueuse affection*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MES PARENTS

A MA FEMME

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DIFFUSION DES RAYONS X PAR LES CRISTAUX

PAR JEAN LAVAL.

I

INTRODUCTION

Le sujet de ce mémoire est la diffusion des Rayons X par les cristaux.

Selon Debye (¹), le pouvoir diffusant d'un cristal ne fait pas intervenir l'orientation du réseau cristallin. L. Brillouin (²), Faxén (³) et Waller (⁴) établissent le contraire. Coven (⁵), Jauncey, Pennell (⁶), Harvey et Williams (⁷), aussi bien en théorie qu'en expérience vérifient les conclusions de Debye.

Coven, Jauncey et Pennell utilisent un rayonnement incident dont les longueurs d'onde varient continûment depuis $0,^{\text{A}}3$ jusqu'à $0,^{\text{A}}7$. Les différents atomes d'un cristal diffusent des ondes qui interfèrent. Si les radiations inci-

1 DEBYE : *Annalen der Physik* ; 43 (1914), 49.

2 BRILLOUIN : *Annale de Physique* ; 17 (1922), 88.

3 FAXÉN : *Annalen der Physik* ; 81 (1926), 877.

4 WALLER : *Zeitschrift für Physik* ; 17 (1923), 398.

Diss. Upsala (1925).

Annalen der Physik ; 79 (1926), 261 ; et 83, (1927), 154.

Zeitschrift für Physik ; 51 (1928), 243.

Proc. Roy. Soc. Lond. A 117, (1927), 214.

(5) A. W. COVEN : *Phys. Rev.* 41 (1932) 422.

(6) G. E. M. JAUNCEY and Ford PENNELL : *Phy. Rev.* 43 (1933), 505 ; et 44 (1933), 138.

G. E. M. JAUNCEY and G. G. HARVEY : *Phys. Rev.* 38 (1931), 1071.

(7) C. C. HARVEY, P. S. WILLIAMS and G. E. M. JAUNCEY : *Phy. Rev.* 46 (1934), 365.

dentes sont monochromatiques, il existe suivant une direction donnée un seul système d'interférences. D'ordinaire ce système change quand l'orientation du cristal varie. Si le flux incident couvre une large bande spectrale, les interférences dans une direction déterminée se produisent suivant une infinité de modes. Lorsqu'on change l'orientation du cristal, chaque système d'interférences se transforme, mais la résultante de tous les systèmes reste statistiquement constante. On s'explique de cette façon que l'orientation du réseau cristallin n'influe pas sur les pouvoirs diffusants mesurés par Coven, Jauncey et Pennell. Harvey et Williams ont opéré en rayonnement monochromatique. Mais leurs recherches restreintes à deux diffuseurs (la sylvine et le fluorure de sodium) et aux radiations $\text{Mo. K}\alpha_1$ et $\text{Mo. K}\alpha_2$, ont été toutes faites dans les mêmes conditions géométriques.

Ainsi, la diffusion des rayons X par les cristaux a été l'objet de nombreux et importants travaux théoriques, de rares et fort restreintes études expérimentales. Les théoriciens diffèrent en leurs conclusions. Il nous a paru utile d'entreprendre de nouvelles recherches expérimentales sur le sujet.

Nous dirons d'abord comment nous avons construit un monochromateur puis nous décrirons un photomètre et la technique des photométries. Ensuite nous donnerons nos résultats. Et nous rechercherons enfin leur signification.

Toutes les expériences ont été faites au laboratoire de Minéralogie de la Faculté des Sciences de Paris. Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance la plus profonde et la plus respectueuse à M. Ch. Mauguin, membre de l'Institut, directeur de ce laboratoire. Je lui suis doublement redevable. D'abord parce qu'il n'a cessé de me soutenir et de me guider par les plus judicieux conseils. Ensuite parce

qu'il a créé au laboratoire de Minéralogie la technique des rayons X, grâce à laquelle j'ai pu mener mon travail à bonne fin. J'exprime aussi ma gratitude très respectueuse à M. L. Brillouin, professeur au Collège de France, qui m'a communiqué une bibliographie complète sur la diffusion des rayons X par les cristaux. A M. J. Wyart, Maître de conférences, qui m'a éclairé avec tant de complaisance sur tout ce qui touche aux structures cristallines, j'adresse mes plus vifs remerciements. Je remercie enfin MM. Guinier, Jacquet, Calvet et Ekstein qui m'ont souvent aidé dans mes expériences.

II

LE SPECTROMÈTRE

Le spectromètre dont nous avons fait usage comprend (fig. 1 :

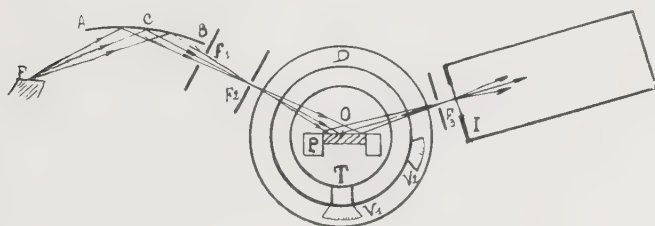


FIG. 1.

1) un monochromateur constitué par une lame de quartz courbée A C B. Cette lame reçoit d'un tube à rayons X un faisceau hétérogène et divergent. Elle réfléchit un faisceau monochromatique et convergent dans une fente F_1 ,

2) une table T tournant autour d'un axe vertical O qui

passé par le centre d'un cercle divisé D. Sur cette table est assujéti un porte-cristal P,

3) une chambre d'ionisation I mobile autour du même axe de rotation O. Deux verniers V_1 et V_2 solidaires, l'un de la table T, l'autre de la chambre d'ionisation permettent d'apprécier la minute d'arc.

Les fentes F_1 et F_2 forment un collimateur qui définit les dimensions du faisceau incident. La fente F_3 délimite le faisceau qui entre dans la chambre d'ionisation.

$FC = CF_2 = 12$ cm. $CO = 15$ cm. $OF_1 = 12$ cm.

III

LE MONOCHROMATEUR

La lame de quartz est épaisse d'un demi-millimètre. Ses faces sont parallèles aux plans 10 $\bar{1}1$ (faces p du cristal). Elle est courbée par serrage entre les surfaces cylindriques et parallèles de deux blocs métalliques M_1 et M_2 (fig. 2).

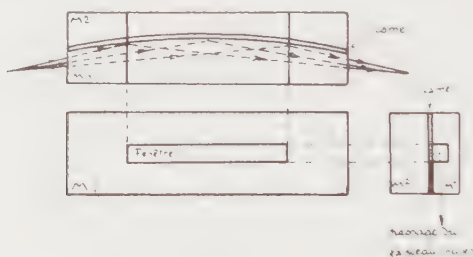


Fig. 2

La région où se produit la réflexion sélective est libre entre deux fenêtres en regard. Deux passages sont ouverts dans le bloc M_1 , l'un pour le faisceau incident, l'autre pour le faisceau réfléchi.

Considérons exclusivement les rayons qui sont perpendiculaires sur les génératrices de la surface réfléchissante Σ_0 (fig. 3). Soit R le rayon de cette surface. Si la réflexion sélective se produit sous l'incidence Θ les rayons incidents et réfléchis sont tangents à une surface cylindrique Σ_1 ayant même axe O que la surface réfléchissante et pour rayon

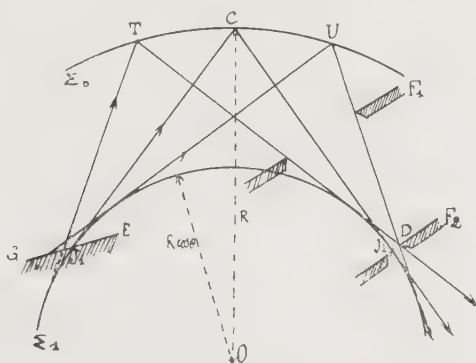


FIG. 3.

$R \cos \Theta$. Le foyer G du tube à rayons X et la fente F_2 de focalisation doivent être placés sur deux génératrices conjuguées J_1 et J_2 de la surface Σ_1 :

$$J_1C = CJ_2 = R \sin \Theta; \quad J_1J_2 = R \sin 2\Theta.$$

Le point C est le centre de la surface réfléchissante. L'incidence Θ se rapporte à la radiation Kz_1 qui est la plus intense des radiations propres. Le foyer G est de petit rayon et de grande brillance. Il fait avec le rayon moyen J_1C un angle de 5 à 6 degrés.

La lame de quartz réfléchit aussi des radiations appartenant au fond continu. De tous les faisceaux issus du mono-

chromateur les plus hétérogènes ont la composition suivante :

RAYONNEMENT FONDAMENTAL		HARMONIQUE DEUX
RADIATIONS PROPRES	BANDE DU SPECTRE CONTINU	
K α_1 K α_2		
0,7078 Å ; 0,7121 Å	0,702 Å — 0,714 Å	
1,537 Å ; 1,541 Å	1,527 Å — 1,542 Å	0,763 Å — 0,771 Å

Les radiations prélevées dans le fond continu forment des bandes. Celles-ci ont une longueur qui croît avec la divergence $\widehat{TDU}$ du faisceau réfléchi. Désignons par I et par i les intensités des courants électriques qui sont produits dans la chambre d'ionisation, l'un par les radiations K α , l'autre par le rayonnement provenant du fond continu. Dans aucun cas le rapport $\frac{i}{I}$ ne dépasse un millième.

IV

LE PHOTOMÈTRE ET LES PHOTOMÉTRIES

La chambre d'ionisation.

Le photomètre est constitué par une chambre d'ionisation dont l'électrode est reliée à l'aiguille d'un électromètre à quadrants (Lindemann) (fig. 4). La chambre d'ionisation est cylindrique. Sa longueur et son diamètre intérieurs sont respectivement égaux à 30 cm. et à 6 cm. Les rayons X

entrent par une fenêtre rectangulaire f_1 centrée sur l'un des fonds. Ils sont divergents, mais se propagent à l'intérieur d'une surface conique ayant un diamètre de 1 cm. à l'entrée, de 2 cm. à la sortie. L'électrode BB' est aussi cylindrique. Sa longueur est de 28 cm. et son diamètre de 3 mm. Elle est portée par une tige verticale $G H$ qui est

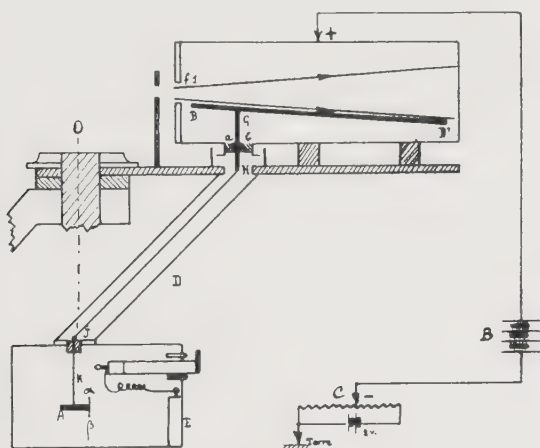


FIG. 4.

fixée dans un bouchon d'ambre $a b$ lequel est entouré par un anneau de garde relié à la terre. La chambre contient de l'argon. Le gaz est sous la pression d'une atmosphère ou de deux atmosphères, suivant que le flux incident est de longueur d'onde 1,537-1,541 Å (Cu, $K\alpha$) ou de longueur d'onde 0,708-0,712 Å (Mo, $K\alpha$). Comme le trajet des photoélectrons est dans tous les cas inférieur à 0 cm. 5, l'électrode est placée à 0 cm. 5 de la surface conique qui est circonscrite à tous les faisceaux incidents.

Propriétés de l'Argon.

Seule est fidèle, l'ionisation des gaz monoatomiques. Tous les autres gaz subissent des transformations chimiques sous l'action des rayons X. Leur composition varie dans le temps. Le nombre des ions produits par photon absorbé varie de même. L'argon présente en outre les avantages suivants :

- 1) Ses ions sont des plus mobiles.
- 2) Son potentiel d'ionisation de 29 v, 3 est l'un des plus faibles.
- 3) L'émission de ses radiations K fait intervenir un coefficient de fluorescence petit, égal à 0,07 d'après les mesures d'Auger.

Ionisation par un rayonnement monochromatique.

Toute l'énergie absorbée par l'argon est dépensée par l'ionisation. Mais l'argon n'absorbe pas toute l'énergie apportée par le faisceau incident. Il rejette dans les parois de la chambre d'ionisation trois rayonnements : rayonnement transmis, rayonnement diffusé, rayonnement de fluorescence.

Le rayonnement transmis a pour intensité :

$$I_1 = I_0 e^{-\mu l}$$

I_0 est l'intensité du flux incident, μ le coefficient d'absorption linéaire de l'argon, et l la longueur de la chambre d'ionisation. Les intensités i_2 et i_3 du rayonnement diffusé et du rayonnement de fluorescence qui sortent de l'argon ont été calculées avec soin par une étude méticuleuse des conditions géométriques liées à la forme et aux dimensions de la chambre. Nous ne reproduirons pas ici ces calculs fastidieux. Écrivons :

$$\frac{i_2}{l} = d_2 ; \quad \frac{i_3}{l} = d_3$$

L'ionisation dépense une puissance :

$$P = I(1 - e - \mu_1 - d_2 - d_3)$$

Si l'argon est traversé par un courant électrique d'intensité J et s'il a un potentiel d'ionisation égal à V ,

$$J V = 2 P,$$

$$\text{d'où} \quad I = \frac{J V}{2(1 - e - \mu_1 - d_2 - d_3)} \quad (1)$$

Le tableau ci-dessous décrit la transformation de l'énergie incidente : I est évalué en watts et J en Ampères ; r est le rapport entre le nombre des ions produits et le nombre des photons qui sont entrés dans la chambre d'ionisation.

	$e - \mu_1$	d_2	d_3	Perte totale ($e - \mu_1 + d_2 + d_3$)	$\frac{I}{J}$	r
1 ^{er} Faisceau $\lambda = 0\text{\AA}7078 - 0\text{\AA}7121$	0,27	0,022	0,018	0,31	21,2	820
2 ^e Faisceau $\lambda = 1\text{\AA}537 - 1\text{\AA}541$	0,003	0,004	0,013	0,02	14,9	520

Dispositif électrométrique.

La chambre d'ionisation (fig. 4) porte un tube D dont le fond est centré sur l'axe de rotation O du spectromètre. A l'intérieur de ce tube un fil réunit l'électrode BB' à un conducteur vertical JK isolé à l'ambre et relié à l'aiguille A de l'électromètre. Le tube D est solidaire de la chambre et tourne par conséquent avec elle. L'électromètre est immobile, maintenu à une température constante, et logé dans une cage cubique E en acier. Ses deux paires de quadrants

sont portés à des potentiels opposés, égaux à 30 volts. L'aiguille est stable. Elle oscille avec une période inférieure à 1 seconde. A l'une de ses extrémité, elle porte un index $\alpha\beta$ que l'on observe avec un microscope grossissant 500 fois. On apprécie sans difficulté une variation de potentiel d'un millivolt. Le dispositif électrométrique est enfin complété par un potentiomètre ayant entre ses bornes une tension de 2 volts. L'électrode BB', l'aiguille de l'électromètre

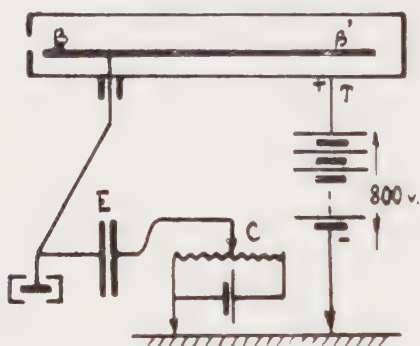


FIG. 5.

et la canalisation qui les réunit sont entièrement entourées par une enceinte métallique. Elles ont une capacité totale de 18 cm.

La chambre d'ionisation, d'une part, l'électrode et son support, d'autre part, constituent les deux armatures d'un condensateur à influence totale, de capacité Γ bien définie. Nous avons mesuré cette capacité avec une précision de 5×10^{-3} ; $\Gamma = 6$ cm.

Les photométries.

Les intensités des courants électriques qui traversent l'argon sont mesurées par une méthode de zéro.

1) *Flux incident*. Le faisceau incident produit un courant dont l'intensité I oscille entre 2×10^{-8} et 10^{-10} Amp. Pour mesurer une intensité de cet ordre, on réunit l'électrode BB' (fig. 5) à l'une des armatures d'un condensateur E ayant une capacité C_g d'un microfarad. L'autre armature est reliée au curseur C du potentiomètre. Celui-ci se déplace avec une vitesse uniforme, telle que l'aiguille de l'électromètre reste immobile au potentiel de la terre. Si le potentiel du curseur s'élève de a volts par seconde

$$I = a C_g$$

La capacité C_g est définie à deux millièmes près. Les mesures ont une durée suffisante pour que l'erreur $\frac{\Delta a}{a}$ soit inférieure aussi à deux millièmes. La chambre d'ionisation est portée à un potentiel de 800 volts, et quand ce potentiel est réduit de moitié, l'intensité I diminue seulement d'un centième. La recombinaison des ions est donc négligeable. Dans le cas le plus défavorable l'erreur $\frac{\Delta I}{I}$ atteint tout au plus cinq millièmes.

2) *Flux diffusé*. L'intensité du courant qui est produit par un faisceau diffusé, varie entre 10^{-13} et 8×10^{-16} Amp. Elle est obtenue par différence. Même si la chambre d'ionisation ne reçoit point de rayons X, l'électromètre enregistre un courant résiduel d'intensité i_r . Si un flux diffusé pénètre dans la chambre d'ionisation, le courant prend une intensité plus forte i_x . De cette intensité, une part est due à l'ionisation produite par les rayons X. Elle a pour expression :

$$i = i_x - i_r$$

Les intensités i_x et i_r se déterminent de la sorte (fig. 4). Une batterie B d'accumulateurs au plomb, *rigoureusement*

isolée, a l'une de ses bornes reliée à la chambre d'ionisation, l'autre au curseur du potentiomètre. Quand le potentiel du curseur est p celui de la chambre est

$$P = p + V;$$

V est la tension de la batterie d'accumulateurs (d'ordinaire $V = 80$ volts). En déplaçant le curseur C avec une vitesse uniforme, on immobilise l'aiguille de l'électromètre au potentiel zéro. Si le potentiel du curseur s'élève de b_v ou de b_r volt par seconde,

$$i_x = b_v \Gamma; \quad i_r = b_r \Gamma \quad \text{et} \quad i = (b_v - b_r) \Gamma.$$

La capacité Γ est invariable, car l'argon sous la pression d'une atmosphère ou de deux atmosphères est un diélectrique parfait. La mesure du temps, faite au $1/10$ de seconde près, n'introduit pas d'erreur appréciable. L'erreur principale porte sur la détermination des potentiels. Si la durée d'une mesure est de t secondes, le potentiel du curseur C s'accroît de $p = b \times t$. Comme b est constant, l'erreur $\frac{\Delta p}{p}$ est d'autant plus petite que t est plus grand. Supposons t égal à 300 secondes, b égal à 10^{-4} volt; p s'élève à 3×10^{-2} volt, et puisque l'électromètre est sensible au millivolt, $\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{30}$. Mais l'électromètre renferme des diélectriques (silice vitreuse, ambre) qui s'électrisent, la différence de potentiel appliquée à ses quadrants n'est pas rigoureusement constante et le courant résiduel varie. Tout cela fait que l'on ne gagne plus en précision si l'on prolonge les mesures au delà d'une dizaine de minutes.

Le courant résiduel a deux origines principales. La première est l'ionisation produite par le rayonnement cosmique. La seconde est la variation de tension de la batterie d'accumulateurs. L'intensité du rayonnement cosmique fluc-

tue et la tension de la batterie ne décroît pas de façon uniforme à cause des variations de la température de la solution sulfurique. L'intensité i_r du courant résiduel oscille entre $i'_r = 1,3 \times 10^{-15}$ Amp. et $i''_r = 2,1 \times 10^{-15}$ Amp. Sa valeur moyenne $1,7 \times 10^{-15}$ Amp. correspond à la production dans la chambre d'ionisation de 5 paires d'ions par cm^3 , toutes les deux secondes. Si l'intensité i_x du courant total est grande par rapport à i_r , si le rapport $\frac{i''_r - i'_r}{2 i_x}$ ne dépasse pas un centième, on fait trois mesures seulement, toutes de même durée. La première et la dernière déterminent les intensités i_{1r} et i_{2r} de deux courants résiduels. La seconde détermine l'intensité i_x du courant total. Et l'on a

$$i = i_x = \frac{i_{1r} + i_{2r}}{2}$$

Si le rapport $\frac{i''_r - i'_r}{2 i_x}$ est voisin de l'unité, on mesure alternativement et pendant des temps égaux les intensités i_x et i_r . Soient : i_{1r} ; i_{1x} ; i_{2r} ; i_{2x} ; ; i_{nx} ; i_{n+1r} leurs valeurs successives,

$$i = \frac{\sum_1^n i_{px}}{n} = \frac{\sum_1^{n+1} i_{pr}}{n+1}$$

Posons :

$$\frac{\sum_1^{n+1} i_{pr}}{n+1} = i_r.$$

Si chaque mesure dure deux minutes et si n est supérieur à 10, l'intensité i_r est constante au vingtième près. On peut donc déterminer au dixième près une intensité i deux fois plus petite, égale à 8×10^{-16} Amp. Une telle intensité mesure un flux qui débite 5 photons Mo, K α par seconde. Ainsi, le dispositif électrométrique déce le l'entrée dans la chambre d'ionisation d'un photon toutes les deux secondes.

Conclusion.

Notre photomètre n'est pas des plus sensibles. Mais il est simple et sa simplicité fait que son fonctionnement est régulier; la moindre perturbation se manifeste avec netteté. Il est absolu puisqu'il dénombre les photons: cela permet de contrôler immédiatement toutes les mesures et de découvrir les erreurs grossières. Enfin, il est fidèle, car il ne comporte aucun système à amplification variable.

V

**RAYONNEMENTS PARASITES
ET AUTRES CAUSES D'ERREURS.**

Outre le flux diffusé, le cristal rejette un rayonnement de fluorescence et des radiations parasites qui sont émises par les corps étrangers et par la couche de passage. D'autre part, toute déformation du réseau cristallin majore la diffusion.

État des diffuseurs.

Les corps étrangers contenus dans nos cristaux forment une proportion négligeable. La sylvine, le chlorure de sodium, l'aluminium sont purs au cent-millième près. Les calcites sont des spaths transparents. Le diamant aussi est parfaitement limpide. Nos diffuseurs n'ont pas la moindre de leur parcelle écrasée. Ils ne présentent ni amorce de clivage ni fissure. Ce sont bien des unicristaux. Les calcites, les cristaux d'aluminium et le diamant ont comme d'ordinaire un réseau régulier. La sylvine et le sel gemme sont des « mosaïques ». Mais les microcristaux qui les constituent sont aussi parfaits que des calcites. Et les arêtes homologues de ces microcristaux font des angles qui ne dépassent

pas 10 minutes dans une aire circulaire d'un cm. de diamètre.

Les effets de la couche de passage.

Grâce à la forte épaisseur de nos cristaux, une seule couche de passage altère la diffusion. Elle s'étend (fig. 6) entre l'air et la surface d'incidence. Son effet est négligeable lorsqu'on opère avec un clivage frais. Telles étaient les surfaces des calcites, des cristaux de sel gemme, et celles des diffuseurs en sylvine pour moitié. Les surfaces des cristaux de sylvine, taillées dans des directions autres que celles des clivages, ont été polies avec de la toile d'émeri. Le cristal est appliqué sur l'abrasif par son propre poids. En supprimant toute force pressante on diminue l'épaisseur de l'assise broyée. Celle-ci est dissoute dans une solution quasi saturée de chlorure de potassium. On plonge ensuite le cristal une seconde dans de l'eau pure, enfin on le lave à l'alcool absolu. Nous avons de la sorte rectifié des clivages frais. La rectification augmente l'intensité

I des faisceaux diffusés. Mais la majoration $\frac{\Delta I}{I}$ est faible ; au surplus elle est constante : les résultats suivants donnent sa mesure ; ils concernent la diffusion *des radiations* Mo, K α , 2φ désigne l'angle de diffusion et a l'angle de rencontre.

2φ	9°	12°	19°	32°	47°
a	4°30	6°	6°	6°	6°
$\frac{\Delta I}{I}$	0,03	0,02	0,01	0,01	—

Nous avons décompté le rayonnement issu de la couche de passage toutes les fois que la majoration $\frac{\Delta I}{I}$ dépassait un centième. Les cristaux d'aluminium sont polis par électro-

lyse grâce au procédé inventé par M. Jacquet (1). Ce procédé ne laisse pas une trace d'alumine et ne déforme pas le réseau cristallin. Au contraire, une couche de passage créée par un polissage mécanique diffuse fortement. Les nombres suivants le prouvent : p_1 et p_2 sont les pouvoirs diffusants mesurés dans les mêmes conditions, sur un même échantillon d'aluminium, poli d'abord électrolytiquement, puis mécaniquement. Le métal est un agglomérat de cristaux qui ont un volume moyen d'environ 1 mm^3 . Les rayons incidents ont pour longueurs d'onde $0\text{Å},708$ — $0\text{Å},712$.

2φ	6°	7°	8°	12°	$24^\circ 10'$
a	4°	4°	4°	4°	12°
$\frac{p_2}{p_1}$	3	2,1	1,9	1,4	1,05

Rayonnement de fluorescence.

Les radiations propres des diffuseurs ont toutes des fréquences très inférieures à celles du rayonnement incident. Elles sont absorbées entre la surface d'émission et la fente F_3 (fig. 6) par l'air seul, si elles proviennent du diamant et de l'aluminium, par l'air et une feuille d'aluminium tendue devant la fente F_4 , si elles sont émises par la sylvine ou la calcite. Le rayonnement de fluorescence reçu par la chambre d'ionisation majore le flux diffusé dans une proportion qui est en général moindre qu'un millième. Exceptionnellement, cette proportion atteint un centième lorsque la diffusion est produite par une calcite (rayonnement K du calcium) et que l'angle de diffusion est inférieur à dix degrés.

Diffusion par l'air.

Trois fentes (fig. 6) F_4 F_5 F_6 sont alignées entre la surface d'émission et la fente F_3 . Elles diaphragment le flux

(1) JACQUET : *C. R. Ac. Sciences*, t. 295 (1937), 1232.

diffusé par l'air et qui entre dans la chambre d'ionisation. En outre un écran E arrête les radiations émises par les biseaux de la fente F_2 et qui viendraient frapper ceux de la fente F_6 . Seul, l'air traversé par le faisceau incident envoie un flux appréciable dans le photomètre. Cet air occupe un volume de quelques dizaines de mm^3 seulement. Le flux qu'il diffuse est bien défini. On le mesure à vide et on le retranche du flux total.

La double diffusion.

Les radiations parasites ne sont pas seules à fausser les mesures. Il y a aussi la double diffusion. Soient i_1 et i_2 les intensités des flux unidiffusés et bidiffusés qui sont reçus en même temps par la chambre d'ionisation. Pour tous nos cristaux le rapport $\frac{i_2}{i_1}$ est fonction décroissante de l'angle de diffusion, et fonction croissante de l'angle d'incidence. Il est le plus grand dans la diffusion des radiations Cu, K α par le diamant, où son maximum s'élève à 4×10^{-2} . Il est le plus petit dans la diffusion des mêmes radiations par la sylvine, où il ne dépasse pas 3×10^{-3} . Le flux bidiffusé est décompté toutes les fois que le rapport $\frac{i_2}{i_1}$ excède cinq millièmes.

Conclusion.

Nos photométries comportent deux sortes d'erreur. Les unes concernent le photomètre, c'est-à-dire les mesures de potentiel, de capacité, de temps et la recombinaison des ions. Elles s'élèvent en tout à 10^{-2} . Les autres tiennent au rayonnement. Elles ont pour origine principale la diffusion des rayons X par l'air, pour origine secondaire la double diffusion. Leur somme atteint 2×10^{-2} . L'incertitude est même plus grande si l'angle de diffusion est petit (inférieur

à 8° dans la diffusion des radiations Mo, K α , à 15° dans la diffusion des radiations Cu, K α). C'est que la chambre d'ionisation reçoit deux flux diffusés : l'un provient du cristal, l'autre de l'air. Si l'angle de diffusion diminue, le flux issu du cristal s'affaiblit, le flux issu de l'air s'accroît et le second finit par devenir plus intense que le premier.

VI

DÉTERMINATION DU POUVOIR DIFFUSANT

Définition du pouvoir diffusant.

Soit un grain cristallin placé dans un faisceau homogène parallèle d'intensité I (flux par unité d'aire normale aux rayons). Ce grain cristallin est supposé suffisamment petit dans toutes ses dimensions pour ne pas affaiblir de façon sensible le flux qui le traverse ; il diffuse une énergie qui est proportionnelle à sa masse dm . Soit d_i l'intensité du rayonnement diffusé dans un angle solide $d\omega$ suivant une direction déterminée ; le pouvoir diffusant par unité de masse suivant la direction considérée a pour expression $\frac{d_i}{I \, dm \, d\omega}$.

Si le grain cristallin contient n électrons extranucléaires (répartis entre n_1 atomes de nombre atomique Z_1 , n_2 atomes de nombre atomique Z_2 , ..., n_k atomes de nombre atomique Z_k : $n = Z_1 n_1 + Z_2 n_2 + \dots + Z_k n_k$) le pouvoir diffusant par électron est

$$\frac{d_i}{I \, n \, d\omega}.$$

Il sera commode de comparer ce pouvoir diffusant par électron du cristal, au pouvoir diffusant σ d'un électron libre placé dans le même faisceau. D'après JJ. Thomson,

$$\sigma = \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{\Lambda^2 + B^2 \cos^2 2\varphi}{\Lambda + B^2} ;$$

e, m, et c ont leurs significations habituelles, 2φ mesure l'angle de diffusion $\widehat{OID}$ (fig. 8.) ; A et B sont les deux composantes du champ électrique, la première contenue dans le plan de diffusion IO,OD, la seconde normale à ce plan.

Finalement, nous adopterons comme définition du pouvoir diffusant l'expression :

$$P = \frac{1}{\pi} \int \frac{d\mathbf{i}}{n d\omega}$$

Chaque électron du cristal est l'équivalent de P électrons diffusant de façon incohérente.

Le pouvoir diffusant d'un cristal.

Le pouvoir diffusant d'un cristal varie avec la direction du faisceau incident et celle du faisceau diffusé, ce qui fait intervenir quatre grandeurs géométriques. Il varie aussi avec la longueur d'onde de la radiation incidente et avec la température du diffuseur. Sa détermination pose donc de prime abord un problème à six variables. Nous traiterons ce problème en trois étapes.

Nous examinerons d'abord les conditions géométriques : les mesures porteront sur un cristal à la température ordinaire, le rayonnement sera en général constitué par les radiations Mo,K α . De la sorte, nous rechercherons les relations qui lient le pouvoir diffusant à l'orientation du réseau cristallin. Puis nous comparons la diffusion des radiations Cu,K α à celle des radiations Mo,K α . Enfin, nous mesurerons le pouvoir diffusant à diverses températures du cristal, l'orientation du réseau cristallin restant la même.

**Positions respectives du collimateur,
du diffuseur et du photomètre.**

Au cours de toutes nos mesures le collimateur L, le diffuseur C et la chambre d'ionisation I ont été disposés comme l'indique la figure 6.

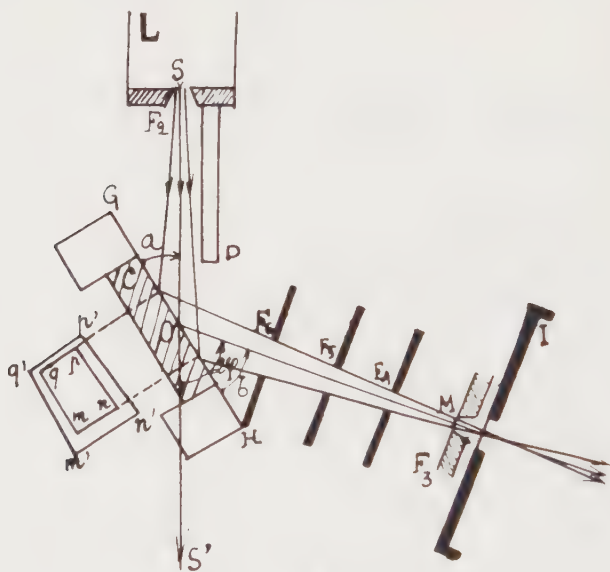


FIG. 6.

Le faisceau incident SO rencontre le diffuseur C sur une face plane. Le diffuseur a de grandes dimensions. Il est assez épais pour ne pas laisser filtrer le dix-millième du flux incident. Toutes les radiations secondaires sortent à travers un trapèze $m'n'p'q'$ qui contient le faisceau incident $mnpq$.

Évaluation du pouvoir diffusant.

L'effet Compton rend hétérogène le flux diffusé. Comment cette hétérogénéité intervient-elle dans l'évaluation du pouvoir diffusant ?

Supposons les rayons incidents parallèles. Soit $mnpq$ un élément du cristal (Fig. 7) compris dans le faisceau inci-

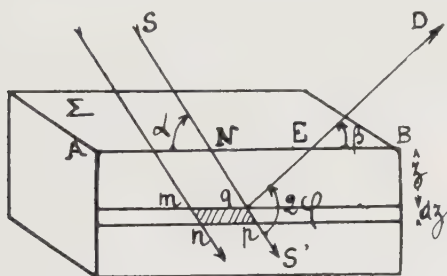


FIG. 7.

dent entre deux plans situés à des profondeurs z et $z + dz$

Cet élément contient $dn = n \frac{s}{\sin \alpha} dz$ électrons diffusants

et reçoit un flux incident d'intensité $Ie^{-\tau \frac{z}{\sin \alpha}}$; n est le nombre d'électrons extranucléaires contenus dans 1 cm^3 , s est la section droite du faisceau incident et I son intensité dans la surface libre Σ ; α mesure l'angle de rencontre $\widehat{ANS}$; τ est le coefficient d'absorption linéaire.

Si p_1 et p_2 sont les pouvoirs diffusants cohérent et incohérent qui correspondent à l'angle de diffusion $\widehat{S'qD}$, l'élément $mnpq$ diffuse dans un angle solide $d\omega$ et suivant la direction ED un flux cohérent d'intensité

$$\frac{I}{s} p_1 n \frac{s}{\sin \alpha} e^{-\tau \frac{z}{\sin \alpha}} dz d\omega = I p_1 \frac{n}{\sin \alpha} e^{-\tau \frac{z}{\sin \alpha}} dz d\omega ;$$

et un flux incohérent d'intensité

$$\frac{I}{s} p_2 n \frac{s}{\sin \alpha} e^{-\tau \frac{z}{\sin \alpha}} dz d\omega = I p_2 \frac{n}{\sin \alpha} e^{-\tau \frac{z}{\sin \alpha}} dz d\omega .$$

Bien que le flux incohérent ne soit pas homogène, il est absorbé sensiblement comme un rayonnement monochromatique de longueur d'onde

$$\lambda' = \lambda (1 + \varepsilon) ; \varepsilon = \frac{2 h \sin^2 \varphi}{mc \lambda} \text{ (Compton :}$$

λ est la longueur d'onde du rayonnement incident ;
 $2 \varphi = \widehat{S'qD}$, l'angle de diffusion.

On sait que les coefficients d'absorption concernant les rayons X sont proportionnels au cube de la longueur d'onde. Le cristal transmet donc le flux diffusé de façon incohérente avec un coefficient d'absorption qui a pour expression $\tau (1 + \varepsilon)^3$. Mais ε est inférieur à 3×10^{-2} , le coefficient d'absorption est donc égal à $\tau (1 + 3 \varepsilon)$. Le cristal rejette suivant la direction ED et dans l'angle solide $d\omega$ un flux diffusé cohérent d'intensité

$$di_1 = I p_1 \frac{n}{\sin \alpha} d\omega \int_0^{\beta} e^{-\tau z \left(\frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} \right)} dz = \frac{I p_1 d\omega}{\tau_0 \left(1 + \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \right)} ; 2$$

et un flux diffusé incohérent d'intensité

$$\begin{aligned} di_2 &= I p_2 \frac{n}{\sin \alpha} d\omega \int_0^{\beta} e^{-\tau z \left[\frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} (1 + \varepsilon_0) \right]} dz = \\ &= \frac{I p_2 d\omega}{\tau_0 \left(1 + \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \right) (1 + \varepsilon_1)} ; (3) \end{aligned}$$

$\tau_0 = \frac{\tau}{n}$ est le coefficient d'absorption rapporté à un électron ; ϑ mesure l'angle de départ $\widehat{BED}$ (fig. 7) et

$$\varepsilon_1 = \frac{3\vartheta}{1 + \frac{\sin \vartheta}{\sin \alpha}}.$$

Les intégrations sont étendues jusqu'à l'infini car le rayonnement transmis par le cristal n'atteint pas le dix-millième du rayonnement incident.

Représentons par J_1 , d_{j_1} et d_{i_2} , les intensités des courants électriques qui sont produits dans la chambre d'ionisation par le faisceau incident d'intensité I , par le faisceau diffusé et cohérent d'intensité d_{i_1} , par le faisceau diffusé et incohérent d'intensité d_{i_2} .

D'après la relation (1)

$$2I = \frac{JV}{1 - e^{-\mu l} - d_2 - d_3}; \quad 2d_{i_1} = \frac{d_{j_1}V}{1 - e^{-\mu l} - d_2 - d_3}$$

$$\text{d'où } \frac{d_{j_1}}{J} = \frac{d_{i_1}}{I}. \quad (4)$$

Les rapports $\frac{d_{j_2}}{J}$ et $\frac{d_{i_2}}{I}$ ne sont pas égaux. Pour le rayonnement diffusé avec perte de fréquence, le coefficient d'absorption de l'argon s'élève à $\mu(1 + \vartheta)^3$, soit à $\mu(1 + 3\vartheta)$ puisque ϑ est petit ; les pertes en radiations diffusées et en radiations de fluorescence s'expriment par des coefficients d'_2 et d'_3 différents le premier de d_2 , le second de d_3 :

$$2d_{i_2} = \frac{d_{j_2}V}{1 - e^{-\mu(1 + 3\vartheta)l} - d'_2 - d'_3}$$

Les écarts $d_2 - d'_2$, $d_3 - d'_3$ sont infimes ; d_2 et d_3 s'élèvent tout au plus à quelques centièmes. En conséquence

$$\frac{d_{i_2}}{I} = \frac{d_{j_2}}{J} (1 - \varepsilon_2); \quad (5)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{e^{-\mu l} \left(1 + \frac{e^{-3\mu z l}}{1 - e^{-\mu l}} \right)}{1 - e^{-\mu l}}$$

Les relations 2, 3, 4 et 5 donnent :

$$p_1 = \frac{dj_1}{J} \frac{\tau_0}{d\omega} \left(1 + \frac{\sin z}{\sin \beta} \right) \quad (6)$$

$$p_2 = \frac{dj_2}{J} \frac{\tau_0}{d\omega} \left(1 + \frac{\sin z}{\sin \beta} \right) (1 + \varepsilon) \quad (7)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$$

D'ordinaire le produit $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ est négligeable par rapport à la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$, et :

$$\varepsilon = \frac{3z}{1 + \frac{\sin \beta}{\sin z}} \frac{e^{-\mu l} \left(1 + \frac{e^{-3\mu z l}}{1 - e^{-\mu l}} \right)}{1 - e^{-\mu l}} \quad (8)$$

L'ensemble du flux diffusé produit dans la chambre d'ionisation un courant électrique d'intensité $dj = dj_1 + dj_2$. Le pouvoir diffusant global est $P = p_1 + p_2$. Additionnons membre à membre les égalités (6) et (7) ; puisque

p_2 est égal à $\frac{dj_2}{J} \frac{\tau_0}{d\omega} \left(1 + \frac{\sin z}{\sin \beta} \right)$ à ε près

$$P = \frac{dj}{J} \frac{\tau_0}{d\omega} \left(1 + \frac{\sin z}{\sin \beta} \right) + p_2 \varepsilon ;$$

Le faisceau incident SO et le faisceau diffusé OM (fig. 6) sont divergents. On les divise en faisceau élémentaires assimilables à des faisceaux parallèles et l'on admet que le pouvoir diffusant est le même pour tous les rayons qui prennent part à la photométrie. Après avoir fait la somme des flux diffusés provenant des divers faisceaux élémentaires, on calcule le pouvoir diffusant :

$$P_m = \frac{j}{J} \tau_0 \frac{r^2}{hl} \left(1 + \frac{\sin a}{\sin b} \right) + p_2 \varepsilon ; \quad (9)$$

j et J sont les intensités des courants électriques produits dans la chambre d'ionisation, l'un par le faisceau diffusé, l'autre par le faisceau incident ; h et l mesurent la hauteur et la largeur de la fente F_3 (fig. 6) ; r est un rayon effectif généralement inférieur au rayon mesuré OM ; $a = \widehat{GOS}$ et $b = \widehat{HOM}$ sont les angles formés par la surface libre du cristal avec l'axe SO du faisceau incident et l'axe OM du faisceau diffusé ; S est le centre de la fente F_2 , M celui de la fente F_3 ; O se trouve sur l'axe autour duquel tourne la chambre d'ionisation, et les rayons SO et OM sont normaux à cet axe.

Le facteur de correction ε (formule 8) se rapporte à l'angle de rencontre $\widehat{GOS} = a$, à l'angle de départ $\widehat{HOM} = b$ et à l'angle de diffusion $\widehat{S'OM} = a + b$.

Précision des mesures.

Les valeurs que nous avons admises pour le pouvoir diffusant incohérent p_2 sont inscrites ci-dessous. Celles qui concernent l'aluminium, la sylvine et la calcite ont été calculées par James et Brindley (1). Celles qui ont trait au diamant sont déduites de nos mesures. Toutes ces valeurs sont probablement définies à 5 % près.

$\lambda^{-1} \sin \varphi$	0,20	0,30	0,40	0,60	0,80	1
Diamant	0,38	0,55	0,65			
Aluminium	0,40	0,54	0,65	0,80	0,85	0,87
Sylvine	0,42	0,54	0,62	0,73	0,82	0,86
Calcite	0,40	0,63	0,68	0,78		

L'estimation du pouvoir diffusant est altérée tout au plus de 5×10^{-3} par la diffusion incohérente. L'expression $\frac{r^2}{hl} \left(1 + \frac{\sin a}{\sin b}\right)$ se détermine à 4×10^{-3} près. La grosse

(1) R. W. JAMES et G. W. BRINDLEY : *Phil. Mag.* 12 (1931), 104.

erreur porte sur le coefficient d'absorption τ_0 . Nous avons mesuré les coefficients d'absorption de l'aluminium et de la sylvine pour les radiations Mo, K α : l'épaisseur du cristal varie entre 4 mm. et 8 mm., le rayonnement transmis est moindre que le dix-millième du flux incident. Le coefficient d'absorption est déterminé au centième près. Il s'élève à $1,68 \times 10^{-23}$ pour l'aluminium et à $4,71 \times 10^{-23}$ pour la sylvine. Les autres coefficients d'absorption ont été mesurés par Allen ⁽¹⁾. Voici les valeurs de $\tau_0 \times 10^{23}$ (τ_0 est le coefficient d'absorption rapporté à un électron) :

ÉLÉMENT	$\lambda = 0^{\text{A}}, 708-712$	$\lambda = 1^{\text{A}}, 537-541$
Carbone	0,2	1,49
Oxygène	0,40	—
Aluminium	—	16,8
Chlore	—	35,3
Potassium	—	46,6
Calcium	6,15	—

Comme le rapport $\frac{j}{J}$ est erroné de 3×10^{-2} , le pouvoir diffusant est défini à 5 % ou 6 % près. Les intensités de deux faisceaux diffusés issus d'un même cristal sont comparés avec une précision deux à trois fois plus grande.

Le pouvoir diffusant calculé, on détermine par des approximations successives le rayon moyen du faisceau incident et le rayon moyen du faisceau diffusé. Ce sont les deux rayons auxquels correspond un pouvoir diffusant « instantané » égal au pouvoir diffusant mesuré (formule 9). Celui-ci sera donc rapporté à l'angle de diffusion qui est

⁽¹⁾ ALLEN : *X-Rays in Theory and Experiment*, by Compton and Allison ; Macmillan and Co Limited Londres, 1935, pages 799 et suivantes.

formé par le rayon moyen du faisceau incident et le rayon moyen du faisceau diffusé.

VII

REPRÉSENTATION DE LA DIFFUSION DANS LE RÉSEAU POLAIRE.

DIFFUSION FORTE ET DIFFUSION FAIBLE.

Le vecteur diffusion et le pôle de diffusion.

D'apparence complexe, la diffusion des rayons X par un cristal devient simple si on la représente dans le réseau polaire.

Soient a, b, c , les translations fondamentales du réseau cristallin ou réseau primitif. Le réseau polaire est construit sur trois vecteurs A, B, C , réciproques de a, b, c , définis par les produits scalaires.

$$A \cdot a = B \cdot b = C \cdot c = 1.$$

$$A \cdot b = A \cdot c = B \cdot a = B \cdot c = C \cdot a = C \cdot b = 0.$$

Désignons par p, q, r , trois nombres premiers entre eux. Le vecteur $\overrightarrow{OM} = (pA + qB + rC)$ (fig. 8) qui va de

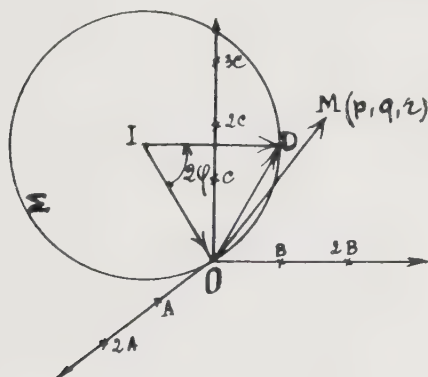


Fig. 8.

l'origine au nœud $M(np, nq, nr)$ du réseau polaire est normal aux plans pqr du réseau primitif. Si ces plans sont séparés par un intervalle d_{pqr} s'ils réfléchissent sélectivement les rayons X de longueur d'onde λ en $n^{\text{ième}}$ ordre sous l'incidence $\theta_{np, nq, nr}$:

$$OM = \frac{n}{d_{pqr}} = \frac{2 \sin \theta_{np, nq, nr}}{\lambda} \quad (10)$$

Comment les éléments géométriques de la diffusion sont-ils représentés dans le réseau polaire? Nous supposons que les rayons incidents sont parallèles, monochromatiques (de longueur d'onde λ); et nous considérons l'intensité du flux diffusé suivant des rayons parallèles aussi. Notre représentation s'applique au rayon moyen du faisceau issu du monochromateur et du rayon moyen du faisceau qui entre dans la chambre d'ionisation. Nous menons un vecteur $\vec{IO}$ (fig. 8) de longueur $\frac{1}{\lambda}$ dans la direction du faisceau incident, tel que l'extrémité O du vecteur soit à l'origine du réseau polaire. Par le point I nous menons un vecteur $I\vec{D}$ de même longueur $\frac{1}{\lambda}$ dans la direction du flux diffusé. Nous appellerons plan de diffusion le plan qui contient $I\vec{O}$ et $I\vec{D}$, angle de diffusion l'angle $\widehat{OID} = 2\varphi$. C'est le vecteur $O\vec{D}$ qui joue le rôle principal dans le phénomène que nous étudions. Il sera appelé vecteur de diffusion et son extrémité D pôle de diffusion.

Diffusion forte et diffusion faible.

Supposons que le pôle de diffusion coïncide avec un nœud $M(np, nq, nr)$ du réseau polaire. La condition 10 est satisfaite.

$$2 d_{pqr} \sin \theta_{np, nq, nr} = n\lambda$$

Les plans pqr du cristal réfléchissent sélectivement le

faisceau incident suivant la direction ID, l'intensité du flux réfléchi est comparable à celle du flux incident.

Si le pôle de diffusion est voisin ⁽¹⁾ d'un nœud M du réseau polaire, la diffusion est intense et décroît vite lorsque la distance MD augmente. Une telle diffusion sera dite forte.

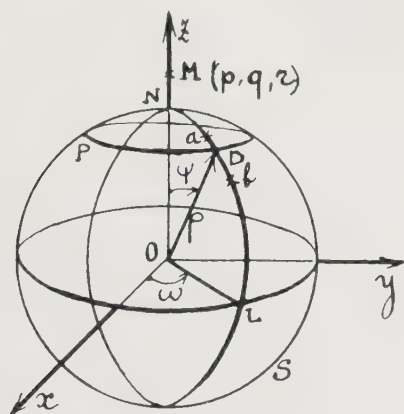


FIG. 9.

Si le pôle de diffusion est loin de tout nœud du réseau polaire le pouvoir diffusant est petit. La diffusion produite dans ces conditions sera qualifiée de faible ou d'ordinaire.

Tant que le pôle de diffusion est voisin d'un nœud $M(p, q, r)$ du réseau polaire, les conditions géométriques de la diffusion, diffèrent peu des conditions géométriques de la réflexion sélective, sur les plans pqr du cristal. Ce sont ces plans qui renforcent la diffusion. Comme la réflexion sélective, la diffusion forte résulte des interférences

1) Le sens du mot voisin sera précisé dans l'étude de la diffusion forte.

entre les ondes qui sont diffusées par des plans réticulaires tous parallèles.

Chaque nœud du réseau polaire se trouve ainsi entouré d'un domaine de diffusion forte. Si les coordonnées du nœud sont p, q, r , le domaine de diffusion forte sera appelé domaine p, q, r .

Les variables géométriques.

Pour fixer la position du pôle de diffusion D (fig. 9) dans le domaine du nœud $M(p, q, r)$ nous utiliserons les coordonnées polaires φ, ψ, ω . La longueur φ du vecteur OD est liée à l'angle de diffusion 2φ par la formule $\varphi = 2\lambda^{-1} \sin \varphi$. La colatitude ψ mesure l'angle $\widehat{MOD}$. La longitude $\omega = \widehat{OxO}$ est comptée à partir d'une droite Ox arbitrairement choisie dans le plan xOy normal à la rangée OM du réseau polaire. Les plans pqr du cristal sont parallèles au plan xOy , puisqu'ils sont normaux sur la droite OM . On peut donc prendre Ox parallèle à une rangée contenue dans un plan pqr du cristal.

VIII

LE POUVOIR DIFFUSANT ET L'AZIMUT DU PLAN DE DIFFUSION

Une quatrième variable est nécessaire pour déterminer la direction du faisceau incident et celle du faisceau diffusé. C'est l'azimut du plan de diffusion IO, OD (fig. 8) autour du vecteur $\overrightarrow{OD}$. Nous avons d'abord recherché si le pouvoir diffusant était fonction de cet azimut. Nous avons trouvé qu'il en est indépendant aussi bien en diffusion faible qu'en diffusion forte.

Méthode expérimentale.

Les radiations $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ du molybdène constituent le flux incident. Tous les diffuseurs sont à la température ordinaire, tous sont en sylvine, car la sylvine diffuse fortement les radiations $Mo, K\alpha$, et sa diffusion est simple. La sylvine diffracte sensiblement les rayons X comme un cristal dont le réseau est du type cube simple et dont tous les atomes sont identiques. Le faisceau incident SI (fig. 10)

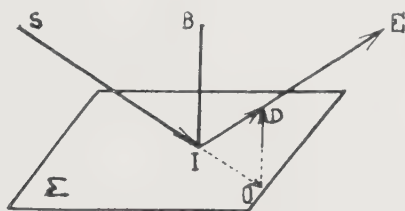


FIG. 10.

et le faisceau diffusé IE gardent des directions invariables. La surface libre Σ du cristal est maintenue normale à la bissectrice IB de l'angle $\widehat{SIE}$. On fait tourner le cristal autour de cette bissectrice. Cela revient à faire tourner le plan de diffusion IO, ID autour du vecteur $\vec{OD}$, puisque ce vecteur est parallèle à la bissectrice IB. On effectue une rotation de 180° seulement. Si l'angle $\widehat{SIE}$ tourne de 180° autour de sa bissectrice, le rayon incident SI et le rayon diffusé IE se substituent l'un à l'autre, les différences de phase entre les ondes diffusées par les différents atomes ne font que changer de signe, l'amplitude de l'onde résultante n'est point altérée.

Afin de simplifier nos résultats, nous prendrons comme unité de longueur la distance entre deux nœuds consécutifs sur une rangée 100 du réseau polaire.

Recherches en diffusion faible.

Les nombres inscrits dans les tableaux I, II, et III concernent la diffusion faible. Ils sont rapportés à un système d'axes rectangulaires Ox, Oy, Oz (fig. 11) qui coïncident

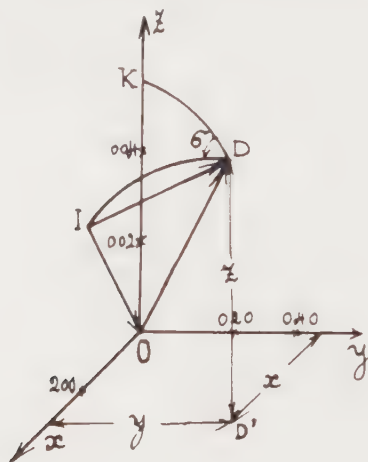


FIG. 11.

respectivement avec les rangées 100, 010, 001 du réseau polaire. Comme le pôle de diffusion D est hors des domaines de la diffusion forte sa position est définie en coordonnées rectangulaires (x, y, z) . L'azimut $\tau = \widehat{KDI}$ du plan de diffusion IO, ID est compté à partir du plan Oz , OD passant par l'axe Oz et par le vecteur $\vec{OD}$.

TABLEAU I. ⁽¹⁾

Sylvine : $\lambda = 0\text{Å}708\text{-}712$; $T = 290\text{ K}$.

La surface libre est un clivage (100) ; $\varphi = 2^{\circ}57'$; $\varphi = 3,05$. Le pôle de diffusion D (fig. 11) est sensiblement à égale distance des nœuds 002 et 004. Ses coordonnées sont $x = 0$; $y = 0$; $z = 3,05$. L'azi-

(1) Le dernier chiffre des nombres qui figurent dans nos tableaux n'est donné qu'à titre d'indication.

mut $\sigma = \widehat{KDI}$ du plan de diffusion est compté à partir du plan Ox, Oz (plan 010 du réseau polaire).

σ P	0 0,860	7° 30' 0,875	15° 0,865	22° 30' 0,855	30° 0,860	37° 30' 0,850
σ P	45° 0,860	52° 30' 0,840	60° 0,870	67° 30' 0,865	75° 0,860	82° 30' 0,840
σ P	90° 0,855	97° 30' 0,860	105° 0,850	112° 30' 0,850	120° 0,865	127° 30' 0,840
σ P	135° 0,860	142° 30' 0,870	150° 0,865	157° 30' 0,855	165° 0,860	172° 30' 0,870

TABLEAU II.

Sylvine : $\lambda = O\text{\AA}708-712$; $T = 290^\circ \text{ K}$

La surface libre est taillée ; à quelques minutes près elle est parallèle aux plans 115 du cristal ; $\varphi = 9^\circ 57'$; $\rho = 3,06$.

Coordonnées du pôle de diffusion : $x = 0,59$, $y = 0,59$; $z = 2,95$.

Le plan Oz , OD (fig. 41) est sensiblement parallèle aux plans 110 du réseau polaire.

σ P	0 0,870	7° 30' 0,865	15° 0,880	22° 30' 0,860	30° 0,850	37° 30' 0,875
σ P	45° 0,880	52° 30' 0,865	60° 0,870	67° 30' 0,855	75° 0,865	82° 30' 0,885
σ P	90° 0,850	97° 30' 0,865	105° 0,870	112° 30' 0,880	120° 0,860	127° 30' 0,850
σ P	135° 0,870	142° 30' 0,880	150° 0,865	157° 30' 0,860	165° 0,865	172° 30' 0,870

TABLEAU III.

Sylvine: $\lambda = \text{O}\hat{\text{A}}708\text{-}712$; $T = 290^\circ \text{K}$.

La surface libre est taillée. Elle se confond à quelques minutes près avec un plan 310 du cristal; $\varphi = 16^\circ, 22'$; $\varphi = 5$.

Coordonnées du pôle de diffusion: $x = 1,58$; $y = 0$; $z = 1,74$. Le plan Oz, OD (fig. 11) est parallèle aux plans 010 du réseau polaire.

σ P	0 1,26	$7^\circ 30'$ 1,26	15° 1,28	$22^\circ 30'$ 1,25	30° 1,27	$37^\circ 30'$ 1,28
σ P	45° 1,28	$52^\circ 30'$ 1,27	60° 1,25	$67^\circ 30'$ 1,27	75° 1,28	$82^\circ 30'$ 1,26
σ P	90° 1,27	$97^\circ 30'$ 1,27	105° 1,28	$112^\circ 30'$ 1,25	120° 1,26	$127^\circ 30'$ 1,27
σ P	135° 1,27	$142^\circ 30'$ 1,27	150° 1,28	$157^\circ 30'$ 1,25	165° 1,25	$172^\circ 30'$ 1,24

Recherches en diffusion forte.

Dans une seconde étude, le pôle de diffusion est voisin d'un nœud du réseau polaire: soit d'un nœud 044, soit d'un nœud 006.

Toutes les mesures se rapportent à des colatitudes ψ supérieures à 3 degrés. A des colatitudes inférieures, les pouvoirs diffusants mesurés dans divers azimuts ne sont plus comparables.

La sylvine est une « mosaïque » de microcristaux différemment orientés. A chaque microcristal correspond une colatitude ψ . La colatitude enregistrée dans les tableaux IV, V, VI et VII est une colatitude moyenne. Quand le diffuseur tourne autour du vecteur de diffusion, les microcristaux frappés par le flux incident changent et la colatitude

polaire. La position du pôle de diffusion est définie en coordonnées polaires (φ, ψ, ω) . L'azimut $\sigma = \widehat{KDI}$ du plan de diffusion IO, ID est compté à partir du plan Oz, OD qui contient l'axe Oz et le vecteur de diffusion.

TABLEAU IV.

Sylvine : Domaine 044 : $\varphi = \varphi_{044}$; $T = 290^\circ \text{ K}$; $\lambda = \text{O}\ddot{\text{A}}\ 708\text{--}712$;
 $l = 4^\circ 10'$; $\alpha = 34^\circ 10'$.

σ P	0 1,57	$7^\circ 30'$ 1,61	$11^\circ 30'$ 1,61	$22^\circ 30'$ 1,61	$40^\circ 30'$ 1,61	$57^\circ 30'$ 1,61
σ P	45° 1,62	$52^\circ 30'$ 1,61	60° 1,59	$67^\circ 30'$ 1,61	75° 1,61	$82^\circ 30'$ 1,57
σ P	90° 1,57	$97^\circ 30'$ 1,61	105° 1,62	$112^\circ 30'$ 1,59	120° 1,61	$127^\circ 30'$ 1,62
σ P	135° 1,61	$142^\circ 30'$ 1,57	150° 1,56	$157^\circ 30'$ 1,59	165° 1,58	$172^\circ 30'$ 1,59

$2^\circ 30' = 8^\circ 10'$; $\omega = 52^\circ 30'$.

σ P	0 1,88	15° 1,90	30° 1,93	45° 1,88	60° 1,90	75° 1,92
σ P	90° 1,90	105° 1,91	120° 1,91	135° 1,88	150° 1,91	165° 1,90

3) $\psi = 5^{\circ}20''$; $\omega = 49^{\circ}6$.

σ P	0 3,14	15° 3,08	30° 3,08	45° 3,11	60° 3,20	75° 3,12
σ P	90° 3,15	105° 3,06	120° 3,08	135° 3,02	150° 3,08	165° 3,02

4) $\psi = 4^{\circ}20'$; $\omega = 48^{\circ}$.

σ P	0 3,86	15° 3,90	30° 3,90	45° 3,86	60° 3,80	75° 3,82	90° 3,84
---------------	-----------	-------------	-------------	-------------	-------------	-------------	-------------

5) $\psi = 3^{\circ}10'$; $\omega = 48^{\circ}$.

σ P	0 5,65	30° 5,45	60° 5,60	90° 5,50	120° 5,48	150° 5,40
---------------	-----------	-------------	-------------	-------------	--------------	--------------

TABLEAU V.

Sylvine: Domaine 044: $\rho - \rho_{044} = 0,222$; $T = 289^{\circ}K$; $\lambda = O A 708-712$.

1) $\psi = 10^{\circ}10'$; $\omega = 54^{\circ}10'$.

σ P	0 1,45	7°30' 1,47	15° 1,44	22,30' 1,48	30° 1,46	37°30' 1,45
σ P	45° 1,48	52°30' 1,47	60° 1,45	67°30' 1,46	75° 1,48	82°30' 1,49
σ P	90° 1,47	97°30' 1,48	105° 1,46	112°30' 1,44	120° 1,45	127°30' 1,47
σ P	135° 1,46	142°30' 1,45	150° 1,47	157°39' 1,45	165° 1,44	172°30' 1,45

$$2) \psi = 8^{\circ}10'; \omega = 32^{\circ}36'.$$

σ P	0 1,68	$7^{\circ}30'$ 1,64	15° 1,68	$22^{\circ}30'$ 1,70	30° 1,68	$37^{\circ}30'$ 1,67
σ P	45° 1,67	$52^{\circ}30'$ 1,64	60° 1,68	$67^{\circ}30'$ 1,65	75° 1,66	$82^{\circ}30'$ 1,67
σ P	90° 1,68	$97^{\circ}30'$ 1,67	105° 1,67	$112^{\circ}30'$ 1,67	120° 1,68	$127^{\circ}30'$ 1,67
σ P	135° 1,70	$142^{\circ}30'$ 1,65	150° 1,67	$157^{\circ}30'$ 1,68	165° 1,68	$172^{\circ}30'$ 1,65

$$3) \psi = 5^{\circ}20'; \omega = 40^{\circ}6'.$$

σ P	0 2,02	15° 2,03	30° 2,04	45° 2,05	60° 2,07	75° 2,05
σ P	90° 2,05	105° 2,04	120° 2,05	135° 2,08	150° 2,04	165° 2,05

$$4) \psi = 4^{\circ}20'; \omega = 48^{\circ}.$$

σ P	0 2,92	15° 2,89	30° 2,88	45° 2,92	60° 2,87	75° 2,89
σ P	90° 2,93	105° 2,88	120° 2,94	135° 2,89	150° 2,88	165° 2,90

$$5) \psi = 3^{\circ}10'; \omega = 48^{\circ}.$$

σ P	0 3,76	30° 3,83	60° 3,80	90° 3,80	120° 3,76	150° 3,80
---------------	-----------	----------------------	----------------------	----------------------	-----------------------	-----------------------

2) *Domaine 006.*

Les surfaces libres font avec les plans 100 des angles respectivement égaux à $4^{\circ}20'$; $3^{\circ}36'$; 3° . Deux études sont faites avec chaque cristal. Dans l'une $\rho = \rho_{006} = 6$. Dans l'autre $\rho - \rho_{006} = 0,155$ ($\varphi - \theta_{006} = 32'$).

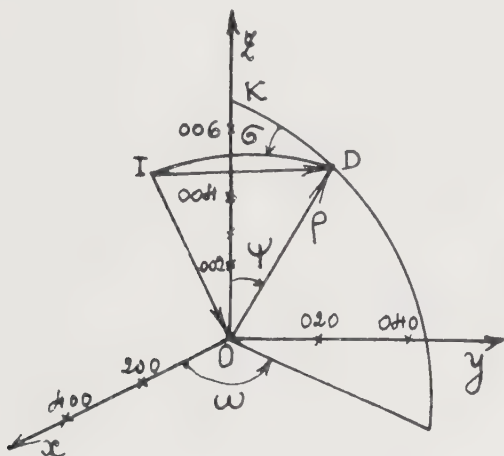


FIG. 13.

Les mesures sont rapportées à des axes Ox , Oy , Oz (fig. 13) coïncidant avec les rangées 100, 010, et 001 du réseau polaire. La position du pôle de diffusion est déterminée par des coordonnées polaires (ρ, ψ, ω) . L'azimut $\sigma = \widehat{KDI}$ du pôle de diffusion est compté à partir du plan Oz , OD .

TABLEAU VI.

Sylvine : Domaine 006 : $\varphi = \varphi_{006}$; T = 290°K ; OÅ708-712.

$$1) \psi = 4^{\circ}20' \omega = 4^{\circ}10'.$$

σ P	0 6,30	15° 6,20	30° 6,35	45° 6,40	60° 6,20	75° 6,20
σ P	90° 6,40	105° 6,40	120° 6,40	135° 6,40	150° 6,30	165° 6,40

$$2) \psi = 3^{\circ}40' \omega = 3^{\circ}36'.$$

σ P	0 7,90	15° 7,90	30° 7,70	45° 7,80	60° 7,85	75° 7,80
σ P	90° 7,80	105° 7,85	120° 7,80	135° 7,85	150° 7,85	165° 7,85

$$3) \psi = 3^{\circ} \omega = 3^{\circ}0'.$$

σ P	0 9,70	30° 9,60	60° 9,60	90° 9,80	120° 9,70	150° 9,60
---------------	-----------	-------------	-------------	-------------	--------------	--------------

TABLEAU VII.

Sylvine : Domaine 006 : $\rho = \varphi_{006} = 0,155$; T = 290°K ; $\lambda = \text{OÅ}708-712$.

$$1) \psi = 4^{\circ}20' ; \omega = 4^{\circ}10'.$$

σ P	0 4,95	15° 5,05	30° 5,05	45° 5,00	60° 5,00	75° 5,00
σ P	90° 5,40	105° 5,40	120° 4,90	135° 4,90	150° 4,95	165° 4,90

l'onde diffusée suivant ID par un cristal de forme et de structure quelconques se formule

$$A = \alpha \sum_j F_j e^{2\pi i (\vec{L}_j \times \vec{OD})} \quad (11)$$

α est l'amplitude de l'onde diffusée par un électron libre (J. J. Thomson). La somme est étendue à tous les atomes du cristal. Ces atomes sont supposés différents. L'un d'eux se trouve au point J, son facteur de structure est F_j .

Le vecteur $\vec{L}_j$ qui va de l'origine au point J est la résultante de deux vecteurs :

$$\vec{L}_j = \vec{OM} + \vec{MJ} ;$$

M est la position d'équilibre de l'atome, MJ son elongation (agitation thermique). Les facteurs de structure atomiques (F_j) et les différences de marche ($\vec{L}_j \times \vec{OD}$) ne sont liés en aucune façon à l'azimut du plan IO, OD autour de OD. Par conséquent, cet azimut n'influe pas sur l'amplitude A de l'onde diffusée.

Toutefois, la relation (11) ne tient pas compte de l'absorption. L'azimut du plan de diffusion n'a pas de rapport avec l'absorption résultant de l'effet photoélectrique mais il intervient dans l'absorption qui est due à la diffusion. Quand le cristal tourne autour du vecteur OD (fig. 8), il se produit une réflexion sélective toutes les fois qu'un nœud du réseau polaire traverse la surface sphérique Σ de centre I de rayon $\frac{1}{\lambda}$. Cette réflexion sélective peut altérer l'intensité du faisceau diffusé. Les rayons qui se réfléchissent sélectivement sont parallèles à quelques secondes près. La divergence $\widehat{T\hat{D}\hat{U}}$ (fig. 3) de notre faisceau incident s'élève au moins à quarante minutes. De ce faisceau la part qui se réfléchit est très petite. Elle n'atteint pas un

vingtième même sur un cristal mosaïque comme la sylvine. Si la réflexion sélective fait varier l'intensité du flux diffusé, la variation est trop faible pour que nous puissions la déceler.

IX

DIFFUSION FORTE

Ce chapitre a pour objet la diffusion forte, à la température ordinaire. Les diffuseurs sont des calcites, un diamant, des cristaux de sylvine et de sel gemme, une poudre cristalline d'argent. Le pôle de diffusion D (fig. 9) se déplace dans un domaine de diffusion forte qui entoure un nœud M (p, q, r) du réseau polaire.

Le pouvoir diffusant (formule 9) est fonction des coordonnées polaires, ρ , ψ et ω du pôle de diffusion D (fig. 9).

A ces trois variables correspondent trois études.

1) Seule la colatitude ψ varie. Sur la sphère S de centre O et de rayon ρ , le pôle de diffusion D décrit un grand cercle DL passant par le point N où la rangée OM traverse la surface de la sphère. Pour rappeler cette propriété nous nommerons *méridiennes*, les courbes qui enregistrent le pouvoir diffusant en fonction de ψ .

2) Seule la longitude ω varie. Le pôle de diffusion D parcourt un parallèle PD autour de la rangée OM. Les courbes, représentant la variation du pouvoir diffusant en fonction de ω , seront appelées des *parallèles*.

3) La colatitude ψ est nulle, seul ρ varie. Le pôle de diffusion se déplace sur la rangée OM du réseau polaire; le faisceau incident et le faisceau diffusé font le même angle avec les plans réticulaires pqr . La courbe qui enregistre le pouvoir diffusant en fonction de ρ sera dite courbe de *diffusion symétrique*.

Les méridiennes, les parallèles et les courbes de diffusion symétrique constituent une topographie complète du domaine de diffusion forte, elles déterminent à la fois l'étendue du domaine et la façon dont y varie le pouvoir diffusant. Nous vérifierons cette topographie dans une quatrième étude où, calant le cristal successivement dans dif-

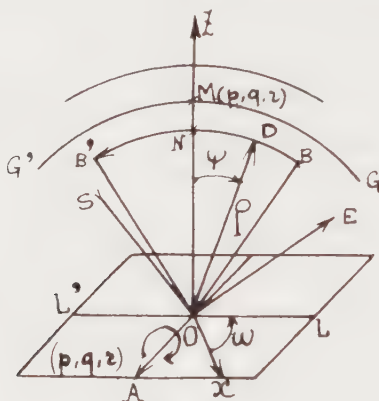


FIG. 15.

férentes positions plus ou moins voisines de la position de reflexion sélective, nous déplacerons la chambre d'ionisation seule. Cela revient (fig. 8) à maintenir I fixe dans le réseau polaire, et à déterminer la variation du pouvoir diffusant lorsque le pôle D décrit, sur la sphère de centre I et de rayon $\frac{1}{\lambda}$, des arcs de grand cercle contenus dans le domaine de diffusion forte (p q r).

CARACTÈRE PRINCIPAL DE LA DIFFUSION FORTE. ÉTUDE DES MÉRIDiennes.

Pour faire l'étude d'une méridienne dans le domaine du nœud M (p, q, r) du réseau polaire (fig. 15), nous laissons

fixes les directions du faisceau incident et du faisceau diffracté (chambre d'ionisation calée dans une direction faisant l'angle 2φ avec le faisceau incident), ce qui revient à laisser invariable le vecteur de diffusion OD, nous fai-

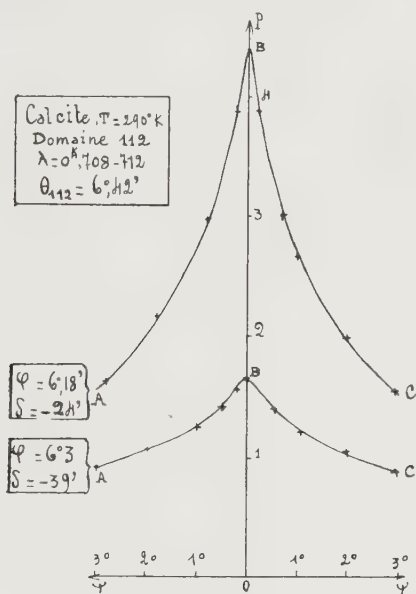


FIG. 16.

sons tourner le cristal (et avec lui le réseau polaire) autour d'un axe OA normal au plan OM, OD, et nous mesurons l'intensité du faisceau diffusé pour chaque position du cristal définie par la colatitude ψ .

Le pôle de diffusion D décrit dans l'espace du réseau polaire, l'arc $\widehat{BNB'}$ ($\widehat{BN} = \widehat{NB'}$). Lorsque le pôle D traverse l'axe OM, au point N, sa longitude ω augmente brusquement de π ; cette discontinuité est sans signification physique.

C'est ainsi qu'ont été tracées les courbes 16 à 19, la première relative au domaine 112 de la calcite⁽¹⁾, les autres au domaine 004 de la sylvine. Il est naturel de prendre comme origine des longitudes du pôle D, une rangée cristalline du plan p q r (plan normal à l'axe OM du réseau

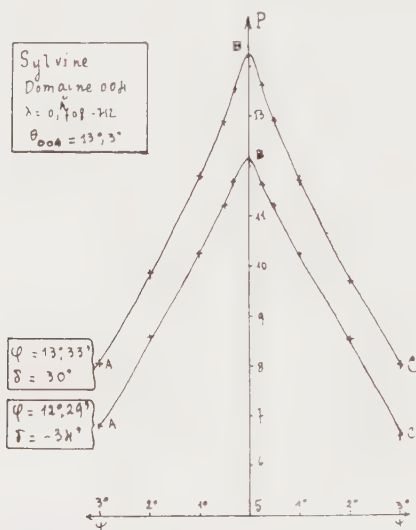


FIG. 17.

polaire). Nous avons choisi dans chaque cas pour cette origine, une arête de clivage; rangée 3 $\bar{1}$ $\bar{1}$ pour la calcite, rangée 100 pour la sylvine.

Pour les diffuseurs en calcite (fig. 16) $\omega = 0^\circ$ (arc AB), ou 180° (arc BC).

Pour les diffuseurs en sylvine (fig. 17 à 19) $\omega = 0^\circ$ (arc AB) ou 180° (arc BC).

(1) (112) désigne les plans de clivage de la calcite; les caractéristiques sont rapportées à la maille rhomboédrique élémentaire telle que la donnent les rayons X: $a = 6,36 \text{ \AA}$, $\alpha = 16^\circ 6'$.

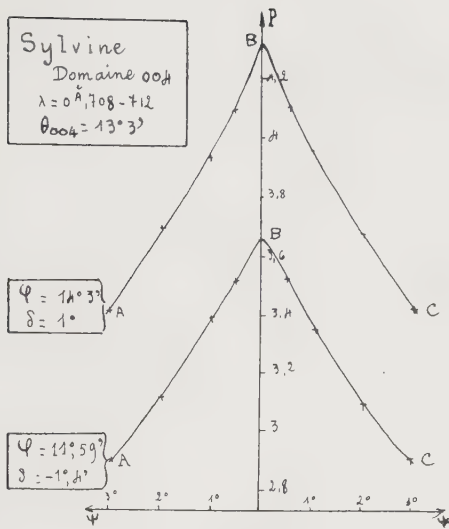
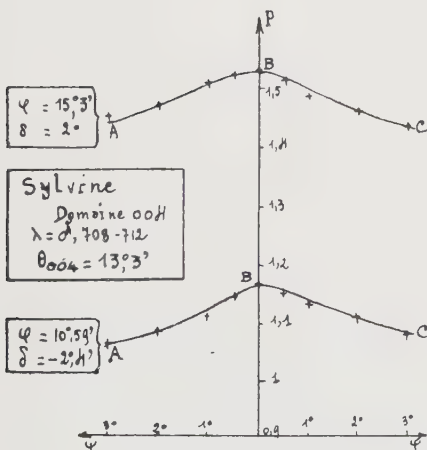


Fig. 18.



Chaque courbe correspond à une valeur différente de l'angle φ toujours voisin de l'angle θ_{pqr} de réflexion sélective (la longueur $\varphi = 2\lambda^{-1} \sin \varphi$ du vecteur OD est voisine de $\rho_{pqr} = 2\lambda^{-1} \theta_{pqr}$).

Existence d'un maximum de diffusion.

Toutes les courbes présentent un maximum très net à la colatitude nulle. Le maximum s'affaiblit rapidement à mesure qu'augmente l'écart $\delta = \varphi - \theta_{pqr}$ entre φ et l'angle de Bragg. Si δ est inférieur à 1 degré (fig. 16, 17 et 18) l'abscisse du sommet est définie à 3 minutes près. Elle devient imprécise si δ croît au delà de 1 degré (fig. 19). Mais les arcs AB et BC sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées et cela implique un maximum à une colatitude nulle.

On se rappelle que les plans p q r du cristal sont normaux à la rangée OM du réseau polaire. Soient (fig. 13) SO le rayon incident et OE le rayon diffusé qui pénètre dans le photomètre. La droite OD qui passe par le pôle de diffusion D est bissectrice de l'angle $\widehat{SOE}$. *Le pouvoir diffusant passe par son maximum lorsque le pôle D est sur la rangée OM; les angles $\widehat{MOE}$ et $\widehat{MOS}$ sont égaux; le rayon incident et le rayon diffusé satisfont aux conditions de Descartes par rapport aux plans p q r du cristal.*

Limite de notre étude.

Notre étude est incomplète. A chaque couple de rayons, l'un incident, l'autre diffusé correspond un pôle de diffusion. A l'ensemble des radiations qui interviennent dans une même photométrie, sont liées une infinité de pôles contenus dans un domaine que nous appellerons domaine focal dont le centre de gravité est le pôle D qui intervient dans notre

exposé. Si ce domaine contient un nœud du réseau polaire, il y a des rayons réfléchis sélectivement qui pénètrent dans la chambre d'ionisation ; notre mesure de la diffusion s'en trouve altérée. Il existe donc dans chaque domaine de diffusion forte une région interdite pour D si nous voulons

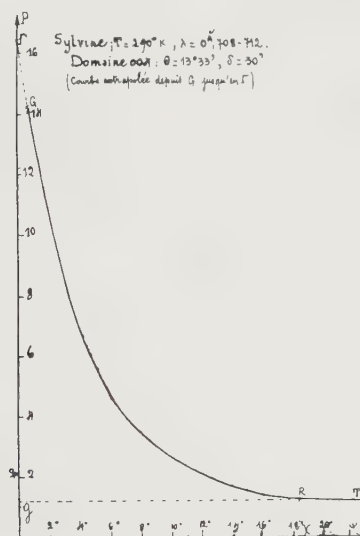


FIG. 20.

que nos mesures aient un sens. Elle est égale au domaine focal, et son centre coïncide avec le nœud du réseau polaire. En fait, le tracé des méridiennes est impossible dès que la différence $(\varphi - \theta_{pqr}) 2$ est inférieure à la divergence $\widehat{TDU}$ (fig. 3) du faisceau incident (environ quarante minutes). Si $\varphi = \theta_{pqr}$, la diffusion atteint bien un maximum lorsque ψ s'annule. Ce maximum n'est autre que la réflexion sélective.

Propriétés des méridiennes.

Aux faibles colatitudes le tracé des méridiennes est imprécis. Nous limiterons donc nos observations à des colatitudes dépassant 1 degré. Si ψ croît au delà de 1 degré la pente absolue des méridiennes diminue continûment puis s'annule et la courbe se termine par un palier (fig. 20, 21 et 22). Toute méridienne définit un pouvoir diffusant maximum Γ et un pouvoir diffusant minimum g . Le premier se rapporte à l'origine, le second au palier RT (fig. 20). L'abscisse χ du début du palier sera appelée amplitude angulaire du domaine de diffusion forte. L'amplitude vraie l se mesure dans le réseau polaire sur l'arc NL décrit par le pôle de diffusion; on a

$$l = \widehat{NB} = \chi$$

Sylvine.

Notre étude la plus étendue porte sur la diffusion forte de la sylvine.

Les radiations incidentes ont pour longueur d'onde $0\text{Å}708\text{--}712$. La longitude est comptée à partir d'un axe parallèle à une arête de la maille cubique. Toutes les mesures sont faites à la même longitude : 45° . Chacune d'elles est caractérisée par un pouvoir séparateur $\Delta\psi$ deux maxima de diffusion situés l'un à une colatitude ψ_1 , l'autre à une colatitude ψ_2 ne sont plus décelés par le photomètre si l'intervalle $|\psi_2 - \psi_1|$ est moindre que $\Delta\psi$. Nous représenterons la différence $\rho - \rho_{\text{pqr}}$ par η en valeur algébrique par $|\eta|$ en valeur absolue.

Le tableau VIII et les méridiennes des figures 20 et 21 concernent le domaine 004. Si $|\eta|$ croît, l'amplitude angulaire χ du domaine et la différence $\Gamma - g$ diminuent. Mais la seconde décroît plus vite que la première, et à colatitude constante, la pente absolue des méridiennes est fonction décroissante de $|\eta|$ (fig. 21). Que le diffuseur

soit de la calcite, du diamant ou du sel gemme, des relations identiques existent entre toutes les méridiennes relevées dans un même domaine et à la même longitude. Il s'ensuit qu'à longitude constante, un domaine atteint son amplitude maxima sur l'arc $\widehat{\text{GMG}}$ (fig. 15) qui passe par le nœud M du réseau polaire.

TABLEAU VIII.

Sylvine : T = 290° K; Domaine 004 : $\lambda = 0\text{Å}708\text{--}712$.

1) $\varphi = \theta_{004} = 13^{\circ} 3'$; $\rho = \rho_{004}$.

$\downarrow$ $\Delta \downarrow$ P	1°25' 33' 52	1°50' 33' 37,6	2°20' 50' 26,4	3°20' 47' 16,9	4°20' 44' 12	5°15' 42' 8,70	6°15' 40' 6,90
$\downarrow$ $\Delta \downarrow$ P	6°55' 39' 3,60	7°55' 38' 4,50	8°50' 37' 3,80	10°45' 36' 3,00	12°45' — 2,50	14°45' — 2,10	16°45' — 1,71
$\downarrow$ $\Delta \downarrow$ P	18°45' 36' 1,42	20°45' — 1,20	22°30' — 1,20	23° — 1,16	24° — 1,16	25° — 1,18	26° — 1,20

2) $\varphi = 13^{\circ} 33'$; S = 30; $\tau_1 = \rho/\rho_{004} = 0,0238$; $\rho/\rho_{004} = 1,038$.

$\downarrow$ $\Delta \downarrow$ P	40' 50' 14,1	1° 50' 12,9	1°20' 50' 11,7	2°20' 48' 9,8	3°15' 46' 8,00	4°10' 43' 6,70	5°5' 41' 5,55
$\downarrow$ $\Delta \downarrow$ P	6° 39' 4,7	7° 38' 3,9	8°30' 39' 3,35	9°30' 36' 3	11° — 2,40	13° — 1,96	14° — 1,75
$\downarrow$ $\Delta \downarrow$ P	15° 36' 1,55	16° — 1,40	18° — 1,25	20° — 1,18	21° — 1,17	22° — 1,18	23° — 1,20

3) $\varphi = 12^{\circ}29'$; $\delta = -34'$; $\tau_1 = -0,0266$; $\varphi/\varphi_{001} = 0,937$.

ψ	40'	1°	1°20'	2°18'	3°13'	4°10'	5°5
$\Delta\psi$	52'	52'	50'	49'	47'	44'	42'
P	12,7	11,2	10,3	8,55	6,55	5,25	4,45
ψ	6°	7°30'	9°30'	10°30'	11°30'	14°30'	15°30
$\Delta\psi$	40'	39'	38'	37'	36'	—	—
P	3,50	2,70	2,30	2,10	1,95	1,55	1,42
ψ	17°30'	19°30'	20°30'	21°30'	22	23	24
$\Delta\psi$	36'	—	—	—	—	—	—
P	1,27	1,13	1,11	1,12	1,14	1,10	1,12

4) $\varphi = 14^{\circ}3'$; $\delta = 1^{\circ}$, $\tau_1 = 0,0186$; $\varphi/\varphi_{001} = 1,073$.

ψ	40'	1°	1°20'	2°16'	3°13'	4°8'	5°6
$\Delta\psi$	50'	50'	50'	48'	45'	42'	40'
P	4,34	4,14	3,93	3,70	3,50	3,10	2,95
ψ	6°3'	7°	8°	9°	10°	11°	12°
$\Delta\psi$	39'	38'	37'	37'	36'	—	—
P	2,70	2,32	2,20	2,02	1,85	1,68	1,54
ψ	13°	14°	15°	16°	17	18	2
$\Delta\psi$	36'	—	—	—	—	—	—
P	1,44	1,32	1,20	1,15	1,18	1,15	1,20

5) $\varphi = 11^{\circ}59'$; $\delta = -1^{\circ}4'$; $\tau_1 = -0,0306$; $\varphi/\varphi_{001} = 0,949$.

ψ	40'	1°20'	2°20'	3°13'	4°10'	5°10'	6°5'	6°35'
$\Delta\psi$	52'	52'	49'	46'	44'	42'	40'	39'
P	3,65	3,38	2,98	2,63	2,36	2,12	1,93	1,85
ψ	8°20'	10°20'	12°20'	13°20'	15°30'	18°30'	20°30'	22°30'
$\Delta\psi$	38'	37'	36'	—	—	—	—	—
P	1,69	1,59	1,45	1,30	1,15	1,13	1,12	1,13

6) $\varphi = 15^{\circ}3'$; $\delta = 2^{\circ}$; $\eta = 0,0952$; $\rho/\rho_{004} = 1,150$.

ψ	38'	4°20'	2°15'	3°14'	4°8'	5°5'
$\Delta\psi$	50'	50'	48'	45'	43'	41'
P	1,53	1,49	1,47	1,45	1,43	1,38
ψ	6°	7°	8°	9°	10°	11°
$\Delta\psi$	39'	38'	37'	36'	—	—
P	1,33	1,30	1,26	1,23	1,23	1,25

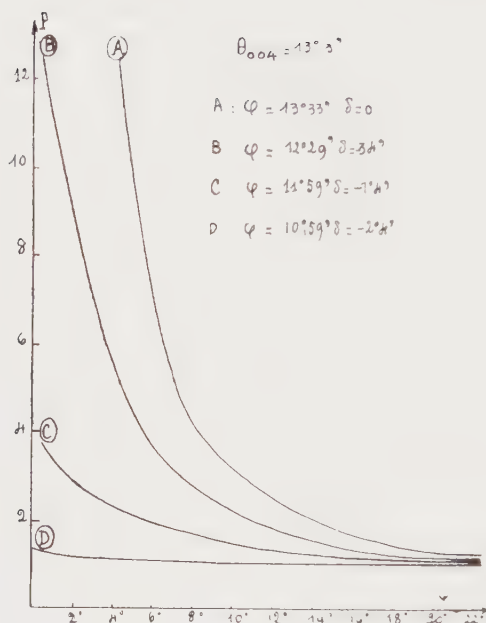
7) $\varphi = 10^{\circ}59'$; $\delta = -2^{\circ}4'$; $\eta = -0,990$; $\rho/\rho_{004} = 0,844$.

ψ	42'	4°24'	2°20'	3°48'	4°15'	5°10'	6°10'
$\Delta\psi$	55'	55'	53'	50'	46'	44'	44'
P	1,18	1,14	1,11	1,08	1,05	1,03	1,02
ψ	7°	8°	9°	10°	11°	12°	14°
$\Delta\psi$	41	40	39	38	37	36	36
P	0,99	1,00	1,00	0,98	1,00	0,97	0,99

Nous comparerons maintenant entre eux les domaines (pqr), (2p, 2q, 2r), (3p, 3q, 3r),..., autour des nœuds d'une même rangée du réseau polaire (p, q, r sont premiers entre eux). Les tableaux IX et X et les méridiennes de la figure 22 concernent les domaines 002, 004 et 006 de la sylvine. Les tableaux XI et XII sont relatifs aux domaines 022 et 044 du même cristal.

Supposons $\eta = \rho - \rho_{pqr}$ et ω constants. Si l'ordre du domaine s'élève, l'amplitude angulaire du domaine diminue mais dans une faible proportion, de sorte que l'amplitude vraie augmente.

amplitude	{	002	004	006
maxima ($\eta = \rho$)		angulaire 35°	24°	20°
		vraie 1	1,37	1,72



Sylvine : Domaines 002, 001, et 006 ; $T = 290^{\circ} \text{K}$; $\lambda = 0^{\text{A}}, 708-712$

Fig. 21.

TABLEAU IX.

Sylvine : $T = 290^{\circ} \text{K}$; Domaine 002 : $\lambda = 0^{\text{A}}, 708-712$.

1) $\varphi = \theta_{002} = 6^{\circ} 29'$; $\rho = \rho_{002}$.

ψ	$1^{\circ} 30'$	2°	3°	4°	5°	6°	8°
$\Delta\psi$	$1^{\circ} 20'$	$1^{\circ} 15'$	$1^{\circ} 10'$	$1^{\circ} 5'$	1°	$56'$	$54'$
P	99	71,5	48,2	34,5	26,4	20,8	14,9
ψ	10°	12°	14°	16°	18°	20°	22°
$\Delta\psi$	$52'$	$51'$	$50'$	—	—	—	—
P	9,9	7,6	6,5	5,3	4,44	3,25	2,55
ψ	24°	26°	28°	32°	36°	40°	45°
$\Delta\psi$	$30'$	—	—	—	—	—	—
P	2,02	1,79	1,46	1,09	0,85	0,75	0,75

$$2) \varphi = 7^{\circ}; \delta = + 31'; \rho - \rho_{002} = 0,025; \rho/\rho_{002} = 1,079.$$

$\downarrow$ $\Delta\downarrow$ P	1°30' 1°20' 11,6	2° 1°15' 10,6	3° 1°15' 8,70	4° 1°5' 7,4	5° 1° 6,2	6° 55' 5,3
$\downarrow$ $\Delta\downarrow$ P	8° 53' 4,12	10° 52' 3,25	12° 50' 2,80	14° — 2,45	16° — 2,10	18° — 1,85
$\downarrow$ $\Delta\downarrow$ P	20° 50' 1,55	22° — 1,30	24° — 1,10	26° — 0,95	28° — 0,85	30° — 0,80

TABLEAU X.

Sylvine : T = 290° K; Domaine 006 : $\lambda = 0\text{Å}708\text{--}712$.

$$1 \varphi = \theta_{006} = 19^{\circ}48'; \rho - \rho_{006}.$$

$\downarrow$ $\Delta\downarrow$ P	4°10' 50' 40	4°40' 50' 27,2	2°8' 48' 18,4	3°5' 46' 9,6	4°55' 44' 6,50	5°3' 42' 4,95	6°4' 41' 4,20
$\downarrow$ $\Delta\downarrow$ P	7°4' 41' 3,46	8°3' 40' 2,84	9°3' — 2,56	11°3' — 2,16	11°43' — 2,02	13°43' — 1,88	15°3' — 1,78
$\downarrow$ $\Delta\downarrow$ P	16°3' 40' 1,64	17° — 1,59	18° — 1,53	20° — 1,42	21° — 1,38	22° — 1,38	23° — 1,42

$$2 \varphi = 20^{\circ}21' \delta = + 33'; \varphi - \varphi_{006} = 0,0248, \varphi_{006} = 1,027.$$

ψ $\Delta\psi$ P	30' 50' 10,9	4° 50' 9,9	2° 48' 7,86	3°5 46' 6,15	3°35 45' 5,54	4°40 43 4,8
ψ $\Delta\psi$ P	5°30' 41' 4,24	6°23 41' 3,84	8°25' 40' 3,20	10°25' — 2,56	12°25' — 2,18	14°30 — 2,02
ψ $\Delta\psi$ P	16°30' 40' 1,85	18° — 1,68	20° — 1,51	22° — 1,42	24° — 1,40	25° — 1,42

TABLEAU XI.

Sylvine: T = 290° K: Domaine 022: $\lambda = 0A708-712$.

$$1 \varphi = 0_{022} = 9^{\circ}10'; \varphi = \varphi_{022}.$$

ψ $\Delta\psi$ P	1°34' 55' 69	2°20' 53' 36	3°20' 51' 18,7	4°18' 49' 12,8	4°36 49' 10,9	5°25 48' 7,55	6°24' 47' 5,03
ψ $\Delta\psi$ P	6°39' 47' 4,45	7°40' 46' 3,56	8°40 46' 2,92	9°40' 45' 2,56	10°40' 45' 2,28	11°16' — 2,14	12°15' — 1,87
ψ $\Delta\psi$ P	13°15' 45' 1,64	14°15' — 1,46	15°14' — 1,27	16°14' — 1,14	17°14' — 1	19°12' — 0,86	20°2' — 0,85

On voit sur la figure 22 que la pente des méridiennes (pour une même valeur de ψ) décroît quand on passe d'un domaine à un autre d'ordre plus élevé.

TABLEAU XII.

Sylvine : T = 290° K ; Domaine 044 : $\lambda = 0^{\circ}708-712$.1) $\varphi = 18^{\circ}34' = 0_{044}$; $\varphi = \varphi_{044}$.

$\downarrow$ $\Delta\psi$ P	1°20' 52' 27,4	2°14' 50' 10,2	3°12' 48' 5,70	4°10' 47' 3,95	5°08' 45' 3,45	6°04' 43' 2,6
$\downarrow$ $\Delta\psi$ P	7°04' 42' 2,28	8°04' 41' 1,95	9°04' 40' 1,73	10°04' — 1,59	11°04' — 1,48	12°04' — 1,43
$\downarrow$ $\Delta\psi$ P	13°04' 40' 1,38	14°04' — 1,32	15°04' — 1,31	16°04' — 1,32	18°04' — 1,32	20°04' — 1,32

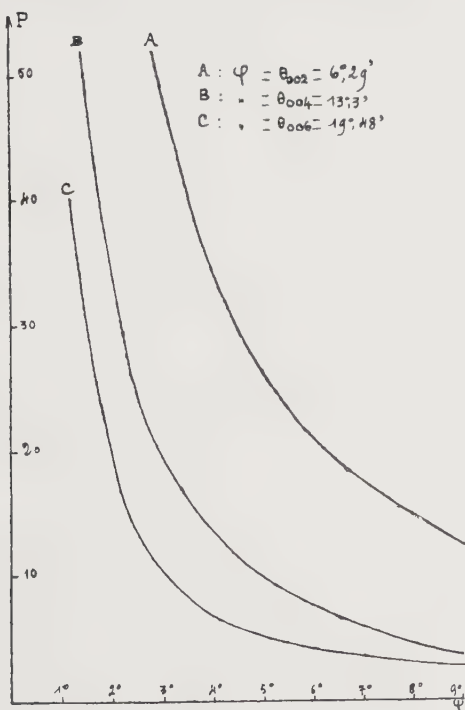


FIG. 22.

$$2 \varphi = 19^{\circ}22' : \delta = 48' ; \varphi = \varphi_{044} = 0,030 ; \varphi / \varphi_{044} = 1,0415.$$

ψ	40'	4^{\circ}20'	2^{\circ}45'	3^{\circ}30'	4^{\circ}25'	5^{\circ}25'
$\Delta\psi$	52'	52'	49'	47'	46'	44'
P	6,9	5,64	4	3,42	2,95	2,08
ψ	7^{\circ}30'	8^{\circ}20'	10^{\circ}	11^{\circ}	12^{\circ}	14^{\circ}
$\Delta\psi$	43'	42'	—	—	—	—
P	4,74	4,64	1,44	1,35	1,33	1,32

Sel gemme.

Les pouvoirs diffusant inscrits dans le tableau XIII concernent le domaine 004 du sel gemme. Ils ont tous été mesurés dans les mêmes conditions : les rayons incidents ont pour longueur d'onde $0,708-712$; $\delta = 0$; $\omega = \widehat{XOL} = 45^{\circ}$ (fig. 9) ; l'axe OX est parallèle à une arête de la maille cubique.

TABLEAU XIII.

Sel gemme : T = 290° K ; Domaine 004 ; $\lambda = 0,708-712$.

$$\varphi = \varphi_{004} = 14^{\circ}15' \quad \varphi = \varphi_{004}.$$

ψ	4^{\circ}30'	4^{\circ}45'	2^{\circ}8'	2^{\circ}32'	3^{\circ}15'	4^{\circ}12'
$\Delta\psi$	55'	54'	51'	52'	48'	45'
P	32,6	29,8	21,2	17	11	8,03
ψ	5^{\circ}10'	6^{\circ}5'	7^{\circ}	8^{\circ}	9^{\circ}	10^{\circ}
$\Delta\psi$	43'	41'	40'	38'	37'	—
P	5,68	4,24	3,44	2,86	2,48	2,44

Si ψ croît au delà de 10 degrés, le pouvoir diffusant

augmente car l'on pénètre dans le domaine 113. Une fois ce domaine dépassé (dès que ψ atteint 30 degrés) le pouvoir diffusant se stabilise aux environs de 1.

A colatitude égale les nombres inscrits ci-dessous sont inférieurs à ceux qui entrent dans le tableau VIII (1^{re} partie) : dans le domaine 004 la diffusion du sel gemme est moins intense que celle de la sylvine.

Calcite.

Les pouvoirs diffusant enregistrés dans le tableau XIV se rapportent aux domaines 112, 224 et 336 de la calcite. Ils ont été mesurés avec un flux incident constitué par les radiations $\text{Mo}, \text{K}\alpha$; $\varepsilon = 0$, $\omega = \widehat{x0L} = 0$, l'axe $0x$ est parallèle à une arête du rhomboèdre de clivage, rangée $[3\bar{1}\bar{1}]$.

Les nombres relevés dans le domaine 112 ne forment pas une série complète. Le pouvoir diffusant n'a pas encore atteint sa limite inférieure à la colatitude de $3^{\circ}50'$. Pour continuer l'étude à des colatitudes plus grandes, il faut remplacer la surface libre clivée, par une surface libre taillée. Quelque précaution que l'on prenne la taille de la calcite développe toujours une couche de passage microcristalline qui majore le flux diffusé.

TABLEAU XIV.

Calcite : $T = 290^{\circ}$; $\lambda = 0^{\text{Å}}_{708-712}$.

f) Domaine 112 : $\varphi = \theta_{112} = 6^{\circ}42'$; $\varepsilon = \varepsilon_{112}$.

ψ	$1^{\circ}36'$	$1^{\circ}50'$	$2^{\circ}8'$	$2^{\circ}50'$	$3^{\circ}30'$	$3^{\circ}50'$
$\Delta\psi$	$1^{\circ}20'$	$1^{\circ}15'$	$1^{\circ}12'$	$1^{\circ}18'$	$1^{\circ}3'$	1°
P	46,5	27,8	19,8	14,2	10,7	9,9

2. Domaine 224 : $\varphi = \theta_{224} = 13^{\circ}30'$; $\rho = \rho_{224}$.

$\downarrow$	$1^{\circ}30'$	2°	$2^{\circ}25'$	$3^{\circ}25'$	$4^{\circ}12'$	$5^{\circ}20'$
$\Delta\downarrow$	$1^{\circ}10'$	$1^{\circ}6'$	$1^{\circ}2'$	$58'$	$56'$	$54'$
P	3,98	2,97	2,31	1,72	1,34	1,11
$\downarrow$	$6^{\circ}15'$	$7^{\circ}10'$	$8^{\circ}10'$	$9^{\circ}10'$	$10^{\circ}15'$	11°
$\Delta\downarrow$	$55'$	$54'$	—	—	—	—
P	0,99	0,90	0,880	0,860	0,860	0,870

3. Domaine 336 : $\varphi = \theta_{336} = 20^{\circ}32'$; $\rho = \rho_{336}$.

$\downarrow$	$1^{\circ}20'$	$1^{\circ}48'$	$2^{\circ}10'$	$2^{\circ}20'$	$3^{\circ}10'$	$3^{\circ}30'$	$4^{\circ}33'$
$\Delta\downarrow$	$2^{\circ}20'$	2°	$1^{\circ}50'$	$1^{\circ}40'$	$1^{\circ}25'$	$1^{\circ}15'$	$1^{\circ}10'$
P	10	5,66	4,20	3,45	2,48	1,98	1,58
$\downarrow$	$5^{\circ}45'$	$6^{\circ}42'$	$7^{\circ}40'$	$8^{\circ}35'$	$9^{\circ}35'$	$10^{\circ}35'$	$11^{\circ}30'$
$\Delta\downarrow$	$1^{\circ}5'$	$1^{\circ}3'$	$1^{\circ}2'$	1°	—	—	—
P	1,45	1,28	1,18	1,18	1,17	1,18	1,17

Les plans 112 de la calcite et les plans 001 de la sylvine ont sensiblement la même densité. Cependant à colatitude égale les nombres inscrits dans le tableau XIV (1^{re} partie) sont inférieurs aux nombres qui figurent dans le tableau IX (1^{re} partie). Dans le domaine 112 de la calcite la diffusion forte est moins intense que dans le domaine 002 de la sylvine. En outre les amplitudes maxima des domaines 224 et 336 de la calcite sont respectivement plus petites que les amplitudes maxima des domaines 004 et 006 de la sylvine.

Diamant.

Afin de montrer que la diffusion forte est bien produite par tous les cristaux nous donnons dans le tableau XV

quelques pouvoirs diffusant du diamant. Ils ont trait au domaine 111 et ont été mesurés dans les conditions que voici : la longueur d'onde du flux incident est de $1^{\text{Å}}537\text{-}541$; $\delta=0$; $\omega=\widehat{xOL}=0$; l'axe Ox (Fig. 9) est parallèle à une arête de l'octaèdre.

TABLEAU XV.

Diamant : T = 290°K ; Domaine 111 : $\lambda=1^{\text{Å}}537\text{-}541$.
 $\varphi=\theta_{111}=21^{\circ}58'$; $\rho=\rho_{111}$.

ψ	$1^{\circ}45'$	$1^{\circ}54'$	$2^{\circ}3'$	$2^{\circ}42'$	$3^{\circ}40'$	$4^{\circ}30'$	$5^{\circ}30'$
$\Delta\psi$	2°	$1^{\circ}55'$	$1^{\circ}50'$	$1^{\circ}20'$	$1^{\circ}45'$	$1^{\circ}40'$	$1^{\circ}5'$
P	4,20	2,9	2,02	1,37	1,82	0,745	0,665
ψ	$6^{\circ}25'$	$7^{\circ}20'$	$8^{\circ}20'$	$10^{\circ}5'$	$12^{\circ}5'$	14°	16°
$\Delta\psi$	$1^{\circ}5'$	$1^{\circ}3'$	1°	—	—	—	—
P	0,570	0,530	0,510	0,50	0,50	0,49	0,49

**LE POUVOIR DIFFUSANT
ET LA LONGITUDE DU VECTEUR DE DIFFUSION
ÉTUDE DES PARALLÈLES**

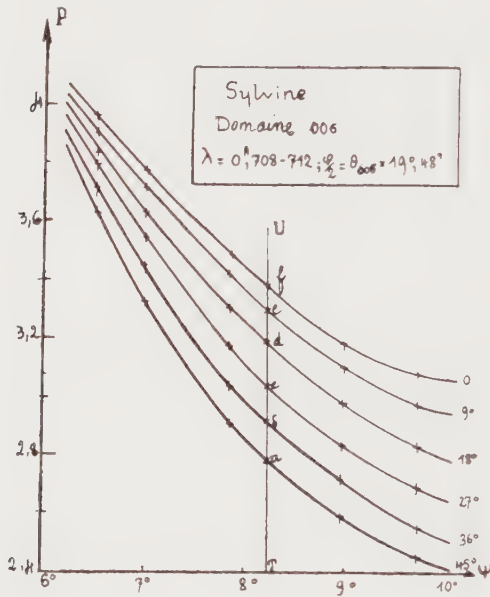
Tracé des parallèles.

Maintenons ρ constant et à des longitudes régulièrement espacées traçons des méridiennes (Fig. 24). Coupons les méridiennes par une droite TU de colatitude constante. Les intersections a, b, ..., f, déterminent des pouvoirs diffusant qui se rapportent tous au même rayon ρ et à la même colatitude ψ . La courbe qui enregistre ces pouvoirs diffusant en fonction de ω n'est autre qu'une parallèle (Fig. 25).

lèles présentent quatre maxima espacés de $\frac{\pi}{2}$. Pourquoi le pouvoir diffusant varie-t-il de la sorte ? Quand l'ordre du domaine s'élève, l'amplitude du domaine s'accroît. Le domaine 002 est entouré complètement par le domaine de la diffusion faible, c'est-à-dire par l'espace où se trouve le pôle de diffusion lorsque la diffusion est faible. Quatre régions sont communes au domaine 004 et à l'un des quatre domaines voisins 204, 024, $\bar{2}04$ et $0\bar{2}4$ (Fig. 23). Le domaine 004 comprend donc deux parties : 1° un volume propre. 2° quatre volumes communs. Si le pôle de diffusion est dans le volume propre, la diffusion forte est due exclusivement aux plans 100 du cristal. Si le pôle de diffusion est dans un volume commun, la diffusion forte produite par l'un des systèmes de plans 201 s'ajoute à la diffusion forte produite par les plans 100. A colatitude égale, le pouvoir diffusant est plus fort dans un volume commun que dans le volume propre, d'où il résulte quatre maxima de diffusion. Les maxima sont de même grandeur car les volumes communs sont égaux. Ils permutent si le cristal tourne de $\frac{\pi}{2}$, π , $\frac{3\pi}{2}$ autour de la rangée 001 du réseau polaire. De telles rotation ramènent l'édifice cristallin en coïncidence avec lui-même. Elles ne modifient donc point les domaines de la diffusion forte ni leurs régions communes. Enfin les maxima ont lieu aux longitudes 0, $\frac{\pi}{2}$, π , $\frac{3\pi}{2}$ car, en parcourant un parallèle dans le domaine 004, le pôle de diffusion pénètre le plus profondément dans les domaines 204, 024, $\bar{2}04$ et $0\bar{2}4$ lorsqu'il est aux longitudes 0, $\frac{\pi}{2}$, π , $\frac{3\pi}{2}$.

Si le domaine 004 contient quatre volume communs,

ceux-ci réunis ne forment pas le dixième de son volume total. Dans neuf parties sur dix, le domaine 006 est de révolution autour de la rangée 001 du réseau polaire. En est-il de même dans la dixième partie ? Une étude som-



Sylvine ; Domaine 006 : $\lambda = 0,708-712$ $\theta_{006} = 19^{\circ}48'$

Fig. 21

maire des domaines 204 , 024 $\bar{2}04$ et $0\bar{2}4$ permet d'estimer la contribution de ces domaines à la diffusion qui a lieu dans les volumes communs. Cette contribution étant décomptée le domaine 004 est de révolution dans toute son étendue.

3) *Domaine 006.*

A des colatitudes inférieures à 6° , les parallèles du domaine 006 sont rectilignes et d'ordonnée constante. A des colatitudes supérieures et pour des rayons ρ compris entre 0,90 et 1,04, les parallèles sont périodiques ; leur période

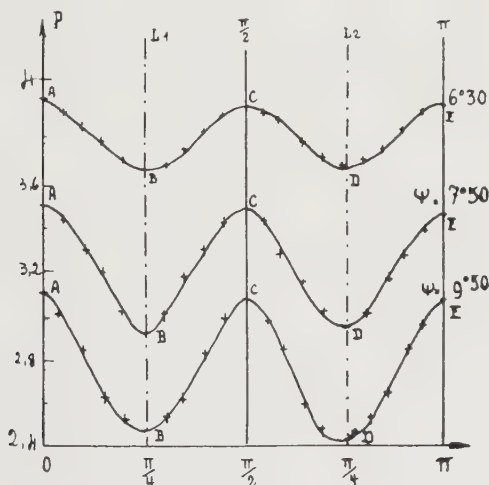


FIG. 25.

égale $\frac{\pi}{2}$ (fig. 25). Les arcs ABC, COE sont symétriques par rapport aux droites L_1 L_2 d'équations $\omega = \frac{\pi}{4}$, $\omega = \frac{3\pi}{4}$, . . . Par conséquent, s'il a été mesuré à des longitudes comprises entre 0 et $\frac{\pi}{4}$, le pouvoir diffusant est connu à toutes les longitudes.

Aussi les tableaux XVI et XVII donnent seulement les pouvoirs diffusant pour des longitudes variant entre 0 et $\frac{\pi}{4}$. Ces tableaux sont à double entrée. En haut sur une ligne sont portées les longitudes. A gauche dans une colonne figurent les colatitudes, à droite les angles $\Delta \omega$ qui définissent le pouvoir séparateur du photomètre. Deux

TABLEAU XVI.

Sylvine : $T = 290^\circ \text{K}$; $\lambda = 0^{\text{A}}708\text{--}712$; $\varphi = 0_{006}^{\circ} - 19^{\circ}48'$; $\varphi' = \varphi_{006}$.

ω	0°	9°	18°	27°	36°	45°	
$\downarrow$							Δ
$2^\circ 20'$	15,3	15,6	15,2	15,2	15,1	15	15°
$3^\circ 10'$	9,25	8,90	9,25	9,25	9,15	9,15	18°
4°	6,65	6,45	6,55	6,55	6,60	6,60	14°
$5^\circ 50'$	4,20	4,18	4,20	4,10	4,07	4,05	9°
$6^\circ 30'$	3,96	3,90	3,84	3,75	3,70	3,60	8°
7°	3,76	3,70	3,58	3,50	3,44	3,43	$7^\circ 30'$
$7^\circ 50'$	3,50	3,42	3,38	3,18	3,04	2,90	7°
9°	3,20	3,10	3	2,84	2,74	2,61	6°
$9^\circ 45'$	3,08	2,98	2,94	2,70	2,53	2,46	$5^\circ 30'$
11°	3,14	3,01	2,78	2,53	2,32	2,15	5°
$11^\circ 40'$	3,25	3,10	2,77	2,43	2,15	2,02	$4^\circ 40'$
$13^\circ 40'$		3,48	2,80	2,30	2,03	1,88	$4^\circ 20'$
15°		4,25	2,84	2,16	1,92	1,78	4°
16°		4,45	2,91	2,15	1,83	1,65	$3^\circ 40'$
17°		5,12	3,03	2,15	1,71	1,59	$3^\circ 20'$
18°		5,80	3,12	2,08	1,57	1,52	3°
20°		5,26	2,94	1,88	1,43	1,38	$2^\circ 40'$
21°		5,10	2,56	1,71	1,37	1,38	—
22°					1,34	1,45	—
23°					1,37	1,50	—
24°					1,39	1,54	—

TABLEAU XVII.

Sylvine : $T = 290^{\circ} \text{ K}$; $\lambda = 0\overset{\circ}{\text{A}}708\text{--}712$; $\varphi = 20^{\circ}26'$;

$\varphi - \varphi_{006} = 0,030$; $\varphi/\varphi_{006} = 1,031$.

ω	0	9°	18°	27°	36°	45°	
ψ							$\Delta \omega$
2°35'	5,70	5,70	5,70	5,75	5,80	5,80	60°
3°50'	4,68	4,68	4,82	4,80	4,75	4,82	15°
4°45'	4,16	4,15	4,35	4,20	4,20	4,20	11°
6°40'	3,48	3,45	3,45	3,42	3,40	3,38	8°
8°35'	3,25	3,20	3,08	2,94	2,84	2,75	6°30
10°40'	3,22	3,14	3,02	2,84	2,45	2,25	5°
12°40'	3,80	3,70	3,45	2,84	2,28	2,06	4°30
14°40'	5,14	4,95	4,30	3,16	2,12	1,98	4°
15°40'					2,12	1,93	4°
16°					2,05	1,86	3°30'
18°					1,92	1,67	3°
19°					1,70	1,60	—
20°					1,60	1,54	—
21°					1,50	1,46	—
22°					1,47	1,44	—
23°					1,44	1,45	2°30'
24°					1,44	1,48	

maxima de diffusion, situés l'un à la longitude ω_1 , l'autre à la longitude ω_2 ne sont séparés qu'autant que la différence $|\omega_2 - \omega_1|$ dépasse $\Delta \omega$. L'angle $\Delta \omega$ croît vite si ψ diminue.

Il atteint $\frac{\pi}{4}$ à la colatitude de 2° . En conséquence, l'étude ne s'étend pas aux colatitudes inférieures à 2° . Le tableau XVI se rapporte à l'angle de diffusion 2 . $\theta_{006} = 2 \times 19^{\circ}48'$ ($\varphi_{006} = 0,9570$) ; Le tableau XVIII à l'angle de diffusion 2 . $\varphi = 2 \times 20^{\circ}26'$ ($\delta = \varphi - \theta_{006} = 38'$; $\rho = 0,9870$).

La période des parallèles est entièrement déterminée par

le symétrie du cristal. Toute opération de symétrie ramène l'édifice cristallin en coïncidence avec lui-même. Elle n'altère point la diffusion. Quatre plans de symétrie se coupent suivant la rangée 001 du réseau polaire. En conséquence les parallèles relevées dans les domaines 002, 004, 006, . . . si elles ne sont point rectilignes (Fig. 24) ont une période égale à $\frac{\pi}{2}$, et dans une période, de $n \frac{\pi}{2}$ à $(n + 1) \frac{\pi}{2}$ la courbe

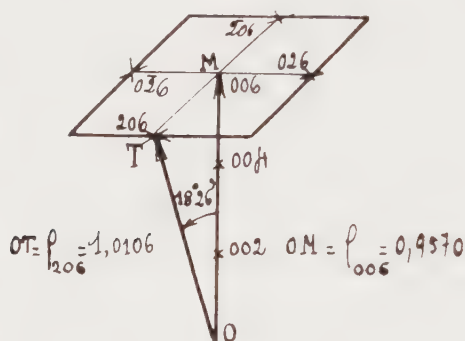


Fig. 26.

est symétrique par rapport à la droite de longitude $n \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$.

Dans le domaine 006 comme dans le domaine 004, les parallèles qui se rapportent à de grandes colatitudes présentent quatre maxima aux longitudes $\frac{\pi}{2}$, π , $\frac{3\pi}{2}$, 2π . Dans les deux domaines, les maxima sont dus à la même cause. A des longitudes voisines de $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{4}$, $\frac{5\pi}{4}$ et $\frac{7\pi}{4}$ le domaine 006 est limité par le domaine de la

diffusion faible. Aussi mesurée aux longitudes $\frac{\pi}{4}$, $\frac{3\pi}{4}$, $\frac{5\pi}{4}$, $\frac{7\pi}{4}$, l'amplitude maxima du domaine 006 est constante, égale à 0,34. Or, quatre nœuds du réseau polaire : 206, 026, $\bar{2}06$ et $\bar{0}26$ (Fig. 26) sont séparés du nœud 006 par

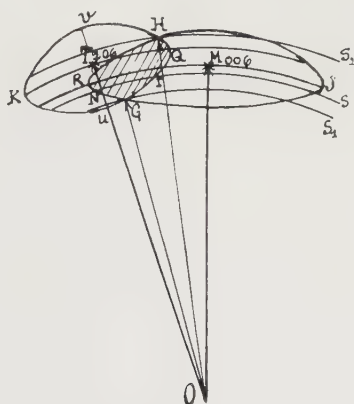


FIG. 27.

une distance égale à 0,32 seulement. Quatre régions sont donc communes au domaine 006 et à l'un de ses voisins, les domaines 206, 026, $\bar{2}06$ et $\bar{0}26$. Le domaine 006 tout comme le domaine 004 renferme donc un volume propre et quatre volumes communs. Mais ici volume propre et volumes communs ont des grandeurs du même ordre.

La présence de quatre volumes communs s'accorde avec la forme des parallèles (Fig. 24) relevées dans le domaine 006. Mais ne faut-il pas faire intervenir d'autres facteurs pour expliquer la variation du pouvoir diffusant à colatitude constante ? Il ne le semble point.

Si la longitude est voisine de $\frac{\pi}{4}$, $\frac{3\pi}{4}$, $\frac{5\pi}{4}$, $\frac{7\pi}{4}$, l'amplitude maxima TK (fig. 27) des domaines 206, 026, $\bar{2}06$ et $0\bar{2}6$ reste constante, égale à 0,23 à 10 % près. L'épaisseur uv des mêmes domaines s'élève à 0,30 environ. Puisque

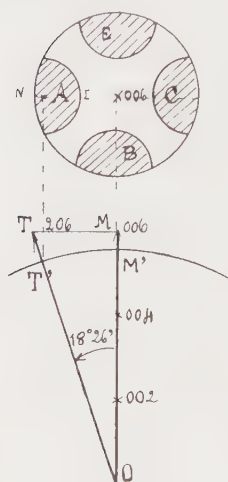


Fig. 28.

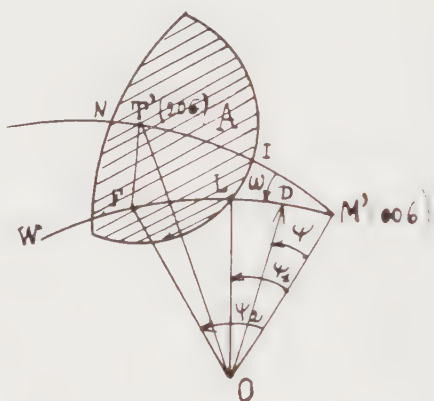


Fig. 29.

les domaines 002 et 004 sont de révolution autour de la rangée 001 du réseau polaire il est bien naturel d'admettre que le domaine 006 possède la même propriété et que les domaines 206, 026, $\bar{2}06$ et $0\bar{2}6$ sont aussi de révolution autour des rangées 103, 013, $\bar{1}03$ et $0\bar{1}3$.

Partant de ces données et de ces hypothèse on trouve que les volumes communs (RGQH, fig. 27) contenus dans le domaine 006 sont compris entre deux surfaces sphériques : l'une S_1 de rayon OG égal à 0,90, l'autre S_2 de rayon OH égal à 1,04. Les limites ainsi prévues sont bien égales aux limites déterminées directement à l'aide des parallèles.

Toute surface sphérique S dont le rayon ρ est compris entre 0,90 et 1,04 coupe les volumes communs suivant quatre segments égaux A, B, C et E (Fig. 28). La largeur NI des segments atteint son maximum lorsque $\rho = \rho_{006}$. Elle s'élève alors à 0,24.

La figure 29 reproduit le segment sphérique A et les points M' et T' où les rangées 001 et 103 du réseau polaire traversent la surface S . Le méridien MLW est à la plus

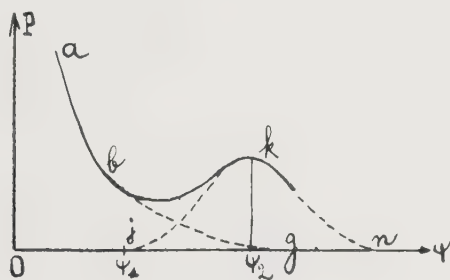


FIG. 30.

petite distance du nœud 206 au point F qui se trouve sur la projection orthogonale OF de la droite OT' dans le plan (OM', OL) . Le pôle de diffusion D parcourant le méridien $M'WL$, enregistrons le pouvoir diffusant en fonction de $\psi = \widehat{DOM'}$.

Supposons nulle la diffusion forte, d'abord autour du nœud 206, puis autour du nœud 006. Dans le premier cas, la méridienne décrite est de la forme abg (Fig. 30). Dans le second, elle prend la forme $Ojkn$: le pouvoir diffusant croît à partir de la colatitude $\psi_1 = M'OL$, passe par un maximum, à la colatitude $\psi_2 = M'OF$ puis il diminue. Mais la diffusion forte existe à la fois autour du nœud 006 et autour du nœud 026. En conséquence, la méridienne véritable est la résul-

tante abkn des courbes abg et Ojkn. Elle présente un maximum en un point k de colatitude inférieure à ψ_2 mais peu différente de ψ_2 . La courbe expérimentale I (Fig. 31) est bien conforme à nos prévisions. Elle se rapporte aux coordon-

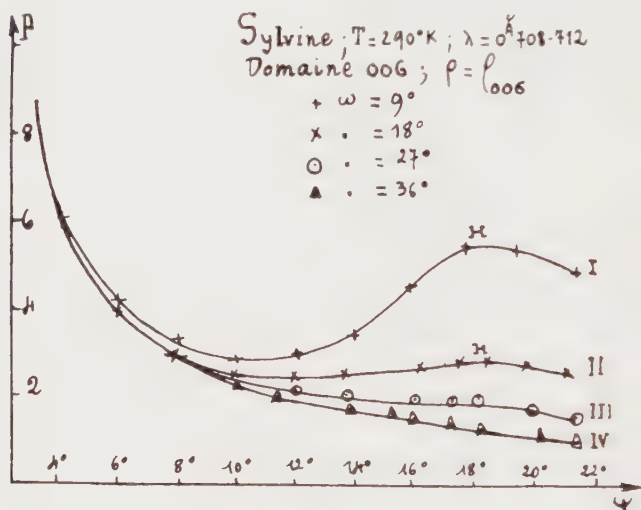


FIG. 31.

nées suivantes : $\rho = \rho_{006} = 0,957$; $\omega = 9^\circ$ et présente un maximum H à la colatitude de 18° . Si la longitude $\omega = \widehat{T'M'W}$ (Fig. 29) croît, l'arc $\widehat{LF}$ diminue, la distance $T'F$ augmente, le maximum H doit donc s'affaiblir. C'est bien ce qui se vérifie : à la longitude de 18° (courbe II le maximum subsiste encore ; à la longitude de 27° (courbe III) il est remplacé par un point d'inflexion. Et la décroissance du pouvoir diffusant est normale à la longitude de 45° (courbe IV).

Si l'on évalue exactement les volumes communs et la diffusion forte qui y est produite par les plans 103, 013,

103 et $\bar{0}13$ du cristal, on voit que le domaine 006 a la même symétrie que les domaines 002 et 004, qu'il est comme eux de révolution autour de la rangée 001 du réseau polaire. Le contraire serait difficilement concevable. Dans les trois domaines, la diffusion forte est due aux interférences entre les ondes qui sont diffusées par les plans 001 de la sylvine. Quand l'ordre du domaine s'élève, l'ordre d'interférence croît aussi, mais le système d'interférences garde la même symétrie.

La topographie des domaines 022 et 044 s'accorde également avec une symétrie de révolution autour de la rangée 011 du réseau polaire.

Conclusion : diamètre d'un domaine.

Chacun des cinq domaines, que nous avons étudiés dans la diffusion forte produite par la sylvine, a une symétrie de révolution : l'axe de révolution du domaine (pqr) est la rangée qui joint l'origine au nœud (pqr) du réseau polaire. La symétrie du domaine peut être plus ou moins masquée là où deux domaines se pénètrent ; mais l'expérience montre que, dans le *volume propre* du domaine, le pouvoir diffusant est indépendant de la longitude ω du pôle de diffusion. En particulier, si ρ est égal à ρ_{pqr} , toutes les méridiennes relevées dans le volume propre fournissent la même valeur pour *l'amplitude maxima* du domaine. Chaque domaine est ainsi caractérisé par un *diamètre*, double de son amplitude maxima, mesurée dans le réseau polaire (voir p. 54).

Notre étude est fort imprécise. La comparaison des pouvoirs diffusants mesurés à des longitudes différentes est faite à 6 ou 7 % près. La symétrie des domaines de diffusion forte n'est donc définie qu'à cette approximation.

Diffusion forte produite par la calcite.

La diffusion forte de la calcite est d'un examen difficile, car elle se manifeste dans des domaines, petits, très voisins les uns des autres, et qui ont de nombreuses régions communes.

Seuls, les domaines 112, 224 et 336 ont été étudiés : ils paraissent de révolution autour de la rangée 112 du réseau polaire.

TABLEAU XVIII.

Calcite : T = 290°K ; Domaine 336 : $\lambda = 0\text{Å}708\text{--}712$;

$\varphi = \theta_{336} = 20^{\circ}32'$

ω	0	15°	30°	51°	72°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°	
ψ													$\Delta\omega$
2°15'	3,70	3,70	3,70	3,70	3,78	3,81	3,78	3,74	3,66	3,62	3,62	3,66	50°
3°10'	2,54	2,48	2,54	2,54	2,64	2,64	2,62	2,64	2,60	2,52	2,48	2,52	18°
4°	1,93	1,85	1,95	1,95	2,10	2,12	2,05	2,05	2,02	1,85	1,85	1,85	13°
5°	1,58	1,55	1,52	1,58	1,70	1,75	1,75	1,67	1,55	1,52	1,55	1,58	10°
5°50'	1,42	1,34	1,34	1,38	1,37	1,42	1,38	1,32	1,35	1,35	1,34	1,35	8°
6°45'	1,23	1,15	1,15	1,28	1,25	1,26	1,22	1,28	1,15	1,15	1,25	1,27	7°
7°45'	1,22	1,12	1,20	1,18	1,18	1,18	1,15	1,09	1,15	1,12	1,17	1,20	6°
8°40'	1,12	1,09	1,09	1,22	1,22	1,13	1,01	1,10	1,10	1,10	1,12	1,17	3°
10°30'	1,10	1,02	1,06	1,19	1,12	1,06	0,99	1,06	1,06	1,06	1,09	1,20	1°30'
12°30'	1,04	1	1,09	1,15	1,02	1,02	1	1,09	1,08	1,09	1,12	1,20	—

Le tableau XVIII concerne le domaine 336. Il est disposé comme les tableaux XVI et XVII. Les pouvoirs diffusants enregistrés se rapportent à un flux incident constitué par les radiations Mo, K α et à un angle de diffusion $2\varphi = 2\theta_{\text{calc}} = 20^{\circ}32'$ ($\rho = 0,9905$). Les longitudes sont comptées à partir d'un axe Ox (Fig. 9) parallèle à l'intersection $[11\bar{1}]$

d'un plan de symétrie, et d'une face de clivage (112) ⁽¹⁾. Comme la rangée 112 du réseau polaire est contenue dans un plan de symétrie, le tableau XVIII donne seulement les pouvoirs diffusants pour des longitudes comprises entre 0 et π .

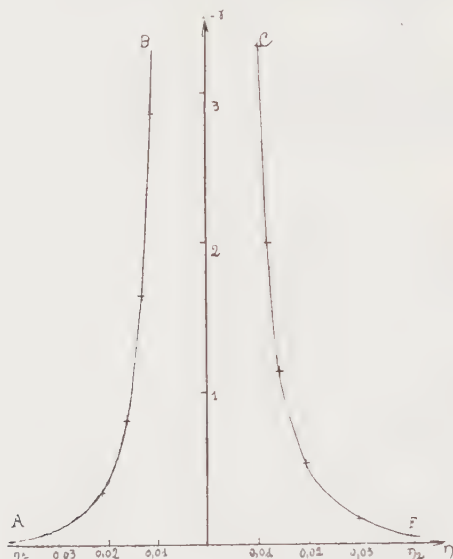
**RELATION ENTRE LE POUVOIR DIFFUSANT
ET L'ANGLE DE DIFFUSION
ÉTUDE DES COURBES DE DIFFUSION MAXIMUM**

**L'oscillation du pouvoir diffusant
dans un domaine de la diffusion forte.**

Dans un même domaine p, q, r , de la diffusion forte, relevons des méridiennes se rapportant à des rayons ρ différents et à des longitudes ω comprises dans un intervalle $\omega_1 - \omega_2$ égal à la période des parallèles. Chaque méridienne définit un pouvoir diffusant maximum Γ (Fig. 20) et un pouvoir minimum g . Si ρ reste constant et que ω varie, Γ demeure constant, g se comporte de deux façons. Pour construire une méridienne on déplace le pôle de diffusion D sur un méridien NL (Fig. 9) de la sphère S de rayon ρ . Soit ab l'arc de méridien décrit par le pôle de diffusion lorsque le pouvoir diffusant reste constant, égal à g . Quand l'arc ab est contenu dans le volume commun au domaine p, q, r et à l'un des domaines voisins, le pouvoir diffusant minimum g est fonction de ω . Quand l'arc ab se trouve dans le domaine de la diffusion faible, g est indépendant de la longitude ω et sa valeur γ est inférieure à toutes celles qu'il prend lorsque le pôle de diffusion est à l'intérieur d'un volume commun. En conséquence, si ρ est maintenu constant et si le pôle de diffusion se déplace à l'intérieur d'un même

(1) Ces notations se rapportent à la maille rhomboédrique déterminée au moyen des rayons X (voir p. 50).

domaine p, q, r , le pouvoir diffusant varie entre les deux limites Γ et γ . L'oscillation $\Gamma - \gamma$ mesure l'effet d'orientation des plans p, q, r , du cristal pour une valeur donnée de $\rho = 2 \lambda^{-1} \sin. \varphi$. Lorsque le pôle de diffusion coïncide avec



Diamant : $T = 290^\circ\text{K}$; Domaine 111 : $\lambda = 1^{\text{\AA}}.537-541$; $\varphi = 0.1875$

FIG. 32.

le nœud M du réseau polaire, les plans p, q, r du cristal réfléchissent sélectivement les rayons incidents. Dans ce cas Γ mesure le pouvoir réflecteur.

Courbe de diffusion maximum.

Si $|\eta| = |\rho - \rho_{pqr}|$ croît à partir de zéro l'oscillation $\Gamma - \gamma$ diminue et s'annule comme l'indique la courbe A B C F de la figure 32. Les arcs AB et CF ne sont pas

symétriques par rapport à l'axe des ordonnées. *A des abscisses égales en valeur absolue, l'oscillation $\Gamma - \gamma$ est plus forte si η est positif ($\rho > \rho_{pqr}$), que si η est négatif ($\rho < \rho_{pqr}$).* Les limites naturelles de la courbe ABCF, c'est-à-dire les valeurs que prend ρ lorsque l'oscillation $\Gamma - \gamma$ s'annule, ne sont pas accessibles, car la précision des mesures est trop faible. Nous fixerons donc arbitrairement deux limites A et F situées à des abscisses η_1 et η_2 satisfaisant à la condition suivante: si Γ_1 et γ_1 ; Γ_2 et γ_2 sont les pouvoirs diffusants maximum et minimum aux abscisses η_1 et η_2 :
$$\frac{\Gamma_1 - \gamma_1}{\gamma_1} = \frac{\Gamma_2 - \gamma_2}{\gamma_2} = \frac{1}{10}$$
 Nous appellerons $le = \eta_2 - \eta_1$ l'épaisseur du domaine.

Limites de l'étude.

Comme nous l'avons déjà fait observer (p. 52), à tous les rayons incidents et diffusés qui prennent part à une même photométrie correspondent une infinité de pôles de diffusion situés dans un domaine focal dont le centre de gravité est le pôle de diffusion D (Fig. 9) qui se rapporte au rayon moyen du faisceau incident et au rayon moyen du faisceau diffusé entrant dans la chambre d'ionisation. Si un nœud M (pqr) du réseau polaire est contenu dans le domaine focal, le photomètre reçoit des rayons sélectivement réfléchis. Par conséquent, la mesure de l'oscillation $\Gamma - \gamma$ est impossible dans un intervalle $(\rho_{pqr} - \sigma) - (\rho_{pqr} + \sigma)$ égale à l'épaisseur 2σ du domaine focal. D'où il résulte que la courbe ABCF est interrompue sur une largeur $BC = 2\sigma$. D'autre part le pouvoir diffusant mesuré à une colatitude nulle est égal à un pouvoir diffusant « instantané » qui se rapporte à une colatitude ψ_m différente de zéro. Nous avons dans tous les cas soigneusement calculé

la colatitude ψ_m . Nous avons aussi déterminé la distance angulaire $\Delta\varphi$ qui définit le pouvoir séparateur du photomètre — deux maxima du pouvoir diffusant se produisant l'un pour un angle de diffusion $2\varphi_1$ l'autre pour un angle de dif-

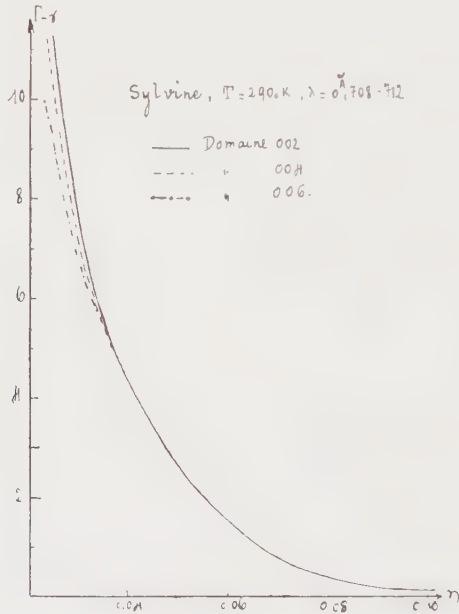


FIG. 33.

fusion $2\varphi_2$ ne sont plus décelés si la différence $2(\varphi_2 - \varphi_1)$ est inférieure à $\Delta\varphi$.

Les courbes de diffusion de la sylvine.

1) Domaines 002, 004 et 006.

Dans la diffusion forte de la sylvine, les domaines 002, 004, et 006 ont la même épaisseur, égale à 0,20 environ, (tableaux XIX, XX et XXI, et figure 32). Dans les trois

domaines, les oscillations $(\Gamma - \gamma)$ mesurées à la même abscisse $\eta = \rho - \rho_{00, 2n}$ sont égales, si η dépasse 0,04. Si η est inférieur à 0,04 l'oscillation est plus forte dans le domaine 002 que dans le domaine 004, et dans le domaine 004 que dans le domaine 006.

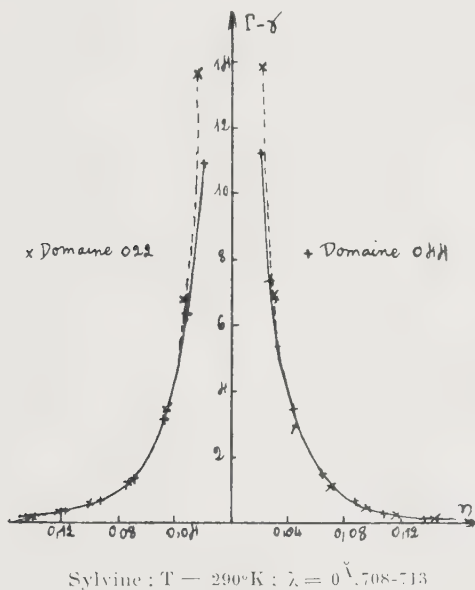


Fig. 34.

2) Domaines 002 et 004.

Les relations qui lient les domaines 002 et 004 se retrouvent entre les domaines 002 et 004. Mais ces derniers ont une épaisseur plus grande, atteignant 0,260 environ (Fig. 34, et tableaux XXII et XIII), à abscisses égales, les oscillations y sont moins grandes que dans les premiers.

TABLEAU XIX.

Sylvine : T = 290°K ; $\lambda = 0\text{A}708\text{-}712$; Domaine 002 :

$$\rho_{002} = 0,3190 ; \theta_{002} = 6^{\circ}29' ; \Delta\varphi = 45'.$$

2φ	$\varphi - \rho_{002}$	ψ_{01}	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
8°	- 0,122	2°	0,38	0,38	—
9°	0,097	1°40'	0,56	0,43	0,13
10	0,073	1°30'	1,04	0,48	0,56
11°	0,049	1°25'	2,86	0,53	2,33
11° 40'	0,033	—	7,1	0,58	6,53
12°	0,024	1°20'	11,8	0,60	11,2
14°	+ 0,025	1°10'	11,65	0,65	11
14° 20'	0,033	—	7,5	0,70	6,80
15°	0,050	—	3,40	0,72	2,68
16°	0,074	1°5'	1,40	0,75	0,65
17°	0,099	—	1,02	0,80	0,22
18°	0,124	1°	0,93	0,83	0,10

TABLEAU XX.

Sylvine : T = 290°K ; $\lambda = 0\text{A}708\text{-}712$; Domaine 004 :

$$\rho_{004} = 0,6380 ; \theta_{004} = 13^{\circ}3' ; \Delta\varphi = 45'.$$

2φ	$\varphi - \rho_{004}$	ψ_{01}	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
21°58'	- 0,099	1°5'	1,16	0,99	0,17
22°58'	0,074	1°	1,19	1,01	0,16
23°58'	0,051	—	3,6	1,06	2,54
24°58'	0,027	—	12,3	1,13	11,2
27°6'	+ 0,024	3'	11,1	1,18	12,9
28°6'	0,048	50'	1,35	1,20	2,15
29°6'	0,072	—	1,80	1,22	0,58
30°6'	0,095	—	1,17	1,23	0,24

TABLEAU XXI.

Sylvine : T = 290°K ; $\lambda = 0^{\circ}708-712$; Domaine 006 :
 $\rho_{006} = 0,957$; $\theta_{006} = 19^{\circ}48'$; $\Delta\varphi = 45'$.

2φ	$\rho - \rho_{006}$	ψ_m	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
34°36'	— 0,116	45'	1,26	1,25	—
35°36'	0,091	—	1,69	1,31	0,38
36°36'	0,066	—	2,22	1,35	0,87
37°36'	0,045	40'	3,85	1,37	2,48
38°36'	0,023	—	11,8	1,37	10,4
40°36'	+ 0,023	40'	12,2	1,40	10,8
41°36'	0,045	—	4,0	1,43	2,57
42°36'	0,066	—	2,30	1,45	0,85
43°36'	0,091	35'	1,89	1,47	0,42
44°36'	0,115	—	1,52	1,47	—

TABLEAU XXII.

Sylvine : T = 296° K ; $\lambda = 0^{\circ}708-712$; Domaine 022 :
 $\rho_{022} = 0,452$; $\theta_{022} = 9^{\circ}10'$; $\Delta\varphi = 45'$.

2φ	$\rho - \rho_{022}$	ψ_m	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
11°20'	— 0,172	1°25'	0,68	0,63	—
12°20'	0,146	1°20'	0,75	0,63	0,12
13°20'	0,122	1°15'	0,875	0,65	0,23
14°20'	0,098	1°10'	1,18	0,67	0,51
15°20'	0,073	—	1,91	0,71	1,2
16°20'	0,048	1°5'	3,76	0,73	3,0
16°50'	0,036	—	7,5	0,75	6,7
17°20'	0,024	1°5'	14,5	0,77	13,7
19°20'	+ 0,024	1°	15	0,82	14,2
19°50'	0,036	—	7,90	0,86	7
20°20'	0,048	—	4,35	0,87	3,4
21°20'	0,073	55'	2,36	0,91	1,45
22°20'	0,098	—	1,45	0,95	0,50
23°20'	0,122	—	1,23	0,98	0,25
24°20'	0,148	50'	1,13	1	0,13
25°20'	0,172	—	1,10	1,03	—

TABLEAU XXIII.

Sylvine : $T = 290^\circ \text{ K}$; $\lambda = 0\text{\AA}$, 708-712 ; Domaine 044 :
 $\varphi_{044} = 0.90 \pm 0_{044} = 18^\circ 34' \Delta\varphi = 45'$.

2 φ	$\varphi - \varphi_{044}$	$\psi \text{ m}$	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
30°8'	— 0,164	43'	1,26	1,20	—
31°8'	0,140	—	1,37	1,23	0,14
32°8'	0,116	—	1,50	1,24	0,26
33°8'	0,092	—	1,80	1,26	0,53
34°8'	0,068	—	2,53	1,30	1,23
35°8'	0,046	—	4,60	1,30	3,30
35°48'	0,030	40'	8,1	1,34	6,75
36°8'	0,023	—	12,3	1,34	11
38°8'	+ 0,0230	40'	12,7	1,37	11,3
39°28'	0,030	—	8,8	1,40	7,4
39°8'	0,046	—	4,68	1,41	3,3
40°8'	0,068	—	2,90	1,40	1,5
41°8'	0,092	—	2,02	1,44	0,58
42°8'	0,114	—	1,75	1,45	0,30
43°8'	0,138	—	1,6	1,46	0,15
44°8'	0,162	—	1,48	1,48	—

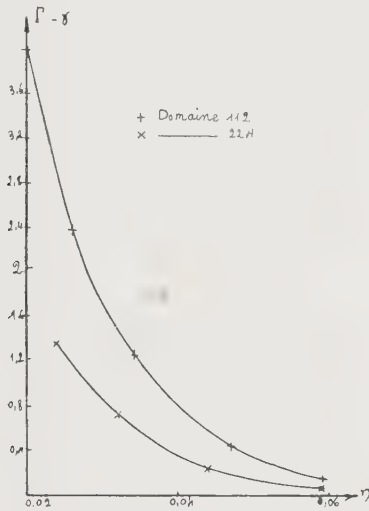
3) *Conclusion.* Ainsi les domaines p, q, r ; 2p, 2q, 2r ; ... ; nq, nq, nr ; situés sur une même rangée pqr du réseau polaire, ont une même épaisseur e. Celle-ci paraît être une fonction décroissante de la distance d_{pqr} entre les plans pqr du cristal.

	100	110	210	310
d_{pqr}	6 $\text{\AA}$ 277	4 $\text{\AA}$ 44	2 $\text{\AA}$ 8	1 $\text{\AA}$ 98
e	0,20	0,26	0,27	0,30

Les courbes de diffusion de la calcite.

Les domaines 112 et 224 de la calcite ont aussi une même épaisseur, égale à 0,13 (Fig. 35 et tableaux XXIV et XXV).

Dans le réseau polaire de la sylvine, le facteur de structure concernant les nœuds 002, 004, 006... 00,2n, décroît en fonction de ρ comme le facteur de structure atomique de l'argon, c'est-à-dire lentement. Et les oscillations dans les domaines 002, 004 et 006 sont sensiblement égales. Dans le réseau polaire de la calcite, le facteur de



Calcite: $\lambda = 0\text{Å},708-712$; $T = 290^\circ\text{K}$

FIG. 35.

structure atteint 26 pour le nœud 112 et tombe à 10 seulement pour le nœud 224. Et à la même abscisse, l'oscillation est deux fois plus grande dans le domaine 112 que dans le domaine 224. Comme quoi l'oscillation du pouvoir diffusant est fonction croissante du facteur de structure. Le fait est évident, si l'on considère que la diffusion forte, tout comme la réflexion sélective, est la résultante des

interférences qui se produisent entre les ondes diffusées par des plans parallèles.

TABLEAU XXIV.

Calcite : $T = 290^{\circ} \text{ K}$; $\lambda = \text{O}\text{\AA} \ 708\text{--}712$; Domaine 112 :
 $\varphi_{112} = 0,330$; $\theta_{112} = 6^{\circ}42'$ $\Delta\varphi = 43'$.

$2\ \varphi$	$\varphi - \varphi_{112}$	$\psi\ m$	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
11°	— 0,039	$1^{\circ}25'$	0,59	0,33	0,16
$11^{\circ}50'$	0,039	—	1,21	0,36	0,85
$12^{\circ}6'$	0,033	$1^{\circ}20'$	1,64	0,39	1,25
$12^{\circ}22'$	0,026	—	2,64	0,40	2,24
$12^{\circ}36'$	0,020	$1^{\circ}15'$	4,30	0,43	3,87
$14^{\circ}12'$	+ 0,020	$1^{\circ}10'$	4,45	0,46	4,0
$14^{\circ}25'$	0,026	—	2,80	0,50	2,30
$14^{\circ}50'$	0,034	—	1,75	0,52	1,23
$15^{\circ}20'$	0,047	$1^{\circ}5'$	1	0,56	0,44
$15^{\circ}50'$	0,039	—	0,725	0,56	0,16

TABLEAU XXV.

Calcite : $T = 290^{\circ} \text{ K}$; $\lambda = \text{O}\text{\AA} \ 708\text{--}712$; Domaine 224 :
 $\varphi_{224} = 0,660$ $\theta_{224} = 13^{\circ}32'$ $\Delta\varphi = 43'$.

$2\ \varphi$	$\varphi - \varphi_{224}$	m	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
$24^{\circ}34'$	— 0,060	1°	0,69	0,66	—
$25^{\circ}4'$	0,048	$55'$	0,82	0,66	0,16
$25^{\circ}34'$	0,036	—	1,14	0,67	0,47
$26^{\circ}4'$	0,024	—	2,0	0,69	1,31
$28^{\circ}4'$	+ 0,024	$50'$	2,04	0,70	1,34
$28^{\circ}25'$	0,032	—	1,45	0,72	0,73
$28^{\circ}55'$	0,044	—	0,96	0,72	0,24
$29^{\circ}25'$	0,056	—	0,80	0,75	—

Domaine 111 du diamant.

De tous les domaines étudiés le domaine 111 du diamant est le plus petit (fig. 32, et tableau XXVI). A la même abscisse, les oscillations γ sont plus faibles que dans les domaines 112 et 224 de la calcite, où elles sont elles-mêmes moindres que dans les domaines 002, 004 et 006 de la sylvine. Cependant, les facteurs de structure, correspondant aux réflexions sélectives sur les plans 111 du diamant, 112 de la calcite, et 001 de la sylvine, sont de même grandeur. C'est que la diffusion forte est due à l'agitation thermique des atomes. Or cette agitation est faible dans le diamant, moyenne dans la calcite, et forte dans la sylvine.

TABLEAU XXVI.

Diamant : $T = 290^\circ \text{K}$; $\lambda = 1\text{\AA}537\text{--}541$; Domaine 111 :

$$\rho_{111} = 0,4865 \quad \theta_{111} = 21^\circ 57' \quad \Delta\varphi = 45'.$$

2φ	$\rho - \rho_{111}$	ψ_m	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
39°50'	— 0,0430	1°20'	0,44	0,44	—
40°52'	0,0322	—	0,52	0,46	0,06
41°55'	0,0214	—	0,79	0,46	0,33
42°25'	0,0164	1°45'	1,31	0,47	0,84
42°42'	0,0130	—	2,11	0,47	1,64
42°52'	0,0110	1°45'	3,30	0,48	2,82
44°55'	+ 0,0405	1°15'	3,84	0,48	3,36
45°5'	0,0116	—	2,46	0,50	1,96
45°25'	0,0152	—	1,65	0,50	11,5
45°50'	0,0200	—	1,03	0,50	0,53
46°50'	0,0304	1°10	0,68	0,52	0,16
47°50'	0,0405	—	0,55	0,52	0,03
48°45'	0,0500	—	0,52	0,52	—

Dimensions des domaines.

Voici les dimensions des principaux domaines étudiés :

	DOMAINE	DIAMÈTRE	ÉPAISSEUR
	002	0,40	0,20
Sylvine	004	0,52	0,20
	006	0,68	0,20
	022	0,32	0,26
	044	0,46	0,26
Calcite	224	0,20	0,13
	336	0,26	0,13
Diamant	111	0,15	0,08

SURFACE D'ISODIFFUSION

Définition.

Pour décrire un champ de force on fait usage de surfaces équipotentielles ; de même nous représenterons la variation du pouvoir diffusant, grâce à des surfaces d'isodiffusion. Si le pôle de diffusion se déplace sur une surface d'isodiffusion, le pouvoir diffusant reste constant.

Il est des surfaces d'isodiffusion qui ne renferment aucun nœud du réseau polaire ; elles limitent un volume où la diffusion est faible. Il en existe d'autres qui contiennent plusieurs nœuds ; cela a lieu lorsque les domaines de la diffusion forte ont des régions communes (domaines 006 et 206, 026, $\bar{2}06$, $0\bar{2}6$). Nous examinerons exclusivement les surfaces d'isodiffusion qui entourent un seul nœud, et qui sont par conséquent contenues dans un même domaine de la diffusion forte.

sensiblement constant dans un même domaine, et il est dans tous les cas inférieur à l'unité.

La figure 37 reproduit les surfaces d'isodiffusion dans les domaines 002, 004 et 022 de la sylvine. Il n'a pas été

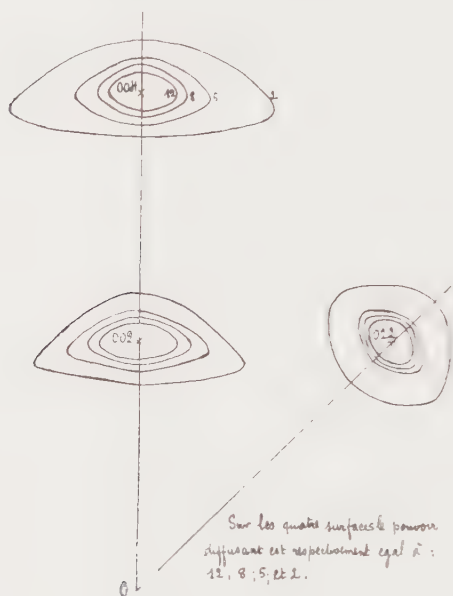


FIG. 37.

tenu compte des régions communes au domaine 004 et à l'un des domaines 204, 024, $\bar{2}04$ et $0\bar{2}4$, car toutes ces régions réunies n'égalent pas le dixième du domaine 004.

circonscrites à la surface u , et sur lesquelles le pouvoir diffusant est moindre. La surface d'isodiffusion u est de révolution autour de la droite OM , et elle est aplatie suivant la même droite. En conséquence, *le point L se trouve dans le plan d'incidence OI , OM relatif aux plans p , q , r du cristal*. De plus, il est très près de la surface sphérique S , de rayon ρ_{pqr} , dont le centre coïncide avec l'origine O du réseau polaire et qui passe par le nœud $M(p, q, r)$. La différence $|OL - \rho_{pqr}|$ est fonction croissante de φ et de la distance ML . Rappelons que : $\rho_{pqr} = 2\lambda^{-1} \sin. \theta_{pqr}$; θ_{pqr} est l'incidence sous laquelle a lieu la réflexion sélective. De même $OL = 2\lambda^{-1} \sin. 1/2 \widehat{OIL}$. Puisque la différence $|OL - \rho_{pqr}|$ est très petite, *l'angle de diffusion $\widehat{OIL}$ est sensiblement égal à $2\theta_{pqr}$* .

Toutes nos mesures se rapportent à des angles de diffusion inférieurs à 90 degrés. Que le cristal soit de la syl-

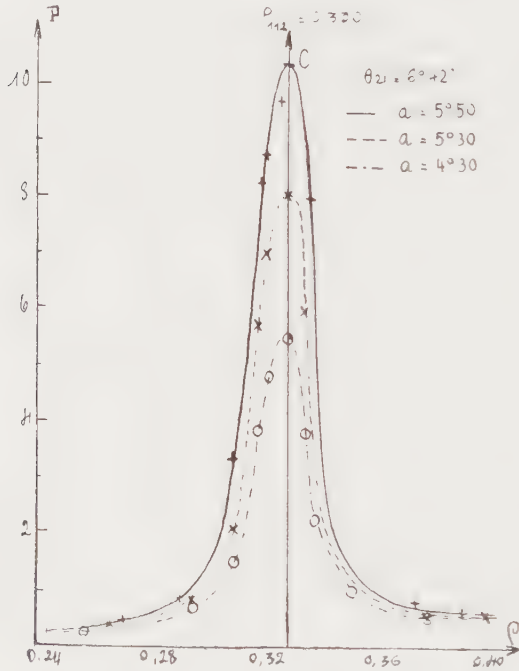
vine, de la calcite ou du diamant, le rapport $\frac{NS'}{A ME}$ (fig. 36)

entre la hauteur et le diamètre de la surface d'isodiffusion, est moindre que $1/2$, si φ dépasse 15 degrés. Il s'ensuit que la différence $|\widehat{OIL} - 2\theta_{pqr}|$ est de l'ordre la minute. Cette différence est indécélable par notre photomètre.

Tout cela se vérifie.

Dans une première étude, le pôle de diffusion reste, dans le plan d'incidence OI , OM relatif aux plans p , q , r qui produisent la diffusion forte. Il se déplace donc sur le méridien GL , et traverse le domaine pqr depuis A jusqu'en B . On enregistre le pouvoir diffusant en fonction de φ . La courbe de diffusion présente un seul sommet qui est toujours à l'abscisse ρ_{pqr} (fig. 40). Soit $\alpha = \widehat{FOI}$ l'angle formé par les rayons incidents avec les plans p , q , r , du cristal (angle de rencontre). Lorsque la différence $\alpha - \theta_{pqr} =$

$\widehat{MOL}$ croît, le point L, où la surface Σ est tangente à une surface d'isodiffusion, s'éloigne du nœud M, le maximum de diffusion s'affaiblit et disparaît. Le pouvoir diffusant demeure



Calcite : Domaine 112 : $\lambda = 0\text{\AA}, 708-712$; $\nu = 0$

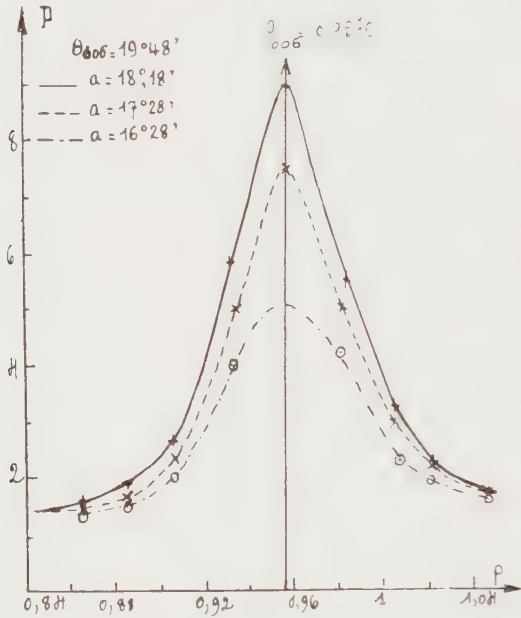
FIG. 40.

constant lorsque la surface Σ ne coupe plus le domaine pqr, c'est-à-dire quand on a $|a - \theta_{pqr}| > \frac{d}{2\varepsilon_{pqr}}$; d est le diamètre du domaine pqr.

Dans une seconde étude le pôle de diffusion parcourt

**Cas où le plan d'incidence
et le plan de diffusion sont confondus.**

Les rayons diffusés, qui entrent dans la chambre d'ionisation, se propagent dans le plan d'incidence sur la surface

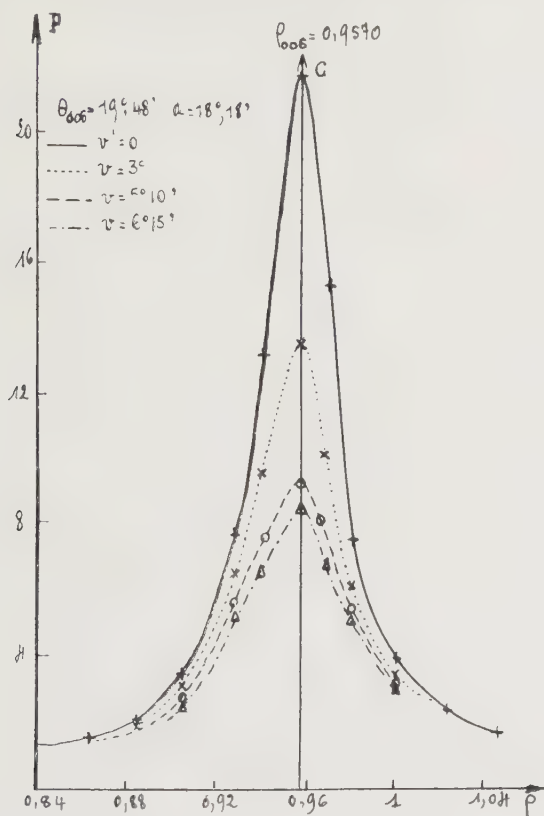


Sylvine : Domaine 006 : $\lambda = 0^{\text{\AA}}.708-712$: $\nu = 5^{\circ}10$

FIG. 42.

libre du cristal (Fig. 6), c'est-à-dire sur la surface qui est traversée à la fois par les rayons incidents et diffusés. Toute surface libre taillée majore la diffusion. Car la taille développe une couche de passage. Aussi, les mesures précises portent-elles sur des surfaces libres qui sont clivées : surface 100 de la sylvine, surface 112 de la calcite. Nous

avons donc principalement examiné la diffusion forte produite par des plans de clivage, et dans des conditions telles



Sylvine : Domaine 006 : $\lambda = 0.708-0.712 \text{ \AA}$

FIG. 43.

que le plan d'incidence sur les plans de clivage et le plan de diffusion sont confondus. Tout ce que nous disons ici concerne un tel cas.

a) Diffusion dans un même domaine.

Les courbes de diffusion reproduites sur la figure 44 concernent la diffusion forte de la calcite. Elles ont été



FIG. 44.

relevées dans le domaine 112 : le cristal est immobile, les rayons incidents ont pour longueur d'onde $0^A 708-712$, ils rencontrent les plans 112 sous une incidence $a_1 = 50,52'$ pour la courbe $A_1 B_1 B'_1 C_1$, et sous une incidence $a_2 = 70,32'$

pour la courbe $A_2 B_2 B'_2 C_2$ ⁽¹⁾. Comme la réflexion sélective du premier ordre sur les plans 112 a lieu sous une incidence $\theta_{112} = 6^\circ 42'$.

$$\theta_{112} - a_1 = a_2 - \theta_{112} = 52'$$

L'arc $A_1 B_1$ est tout entier au-dessus de l'arc $A_2 B_2$, et l'arc $B'_1 C_1$ est tout entier au-dessous de l'arc $B'_2 C_2$. Quelle est la raison de cette disposition ?

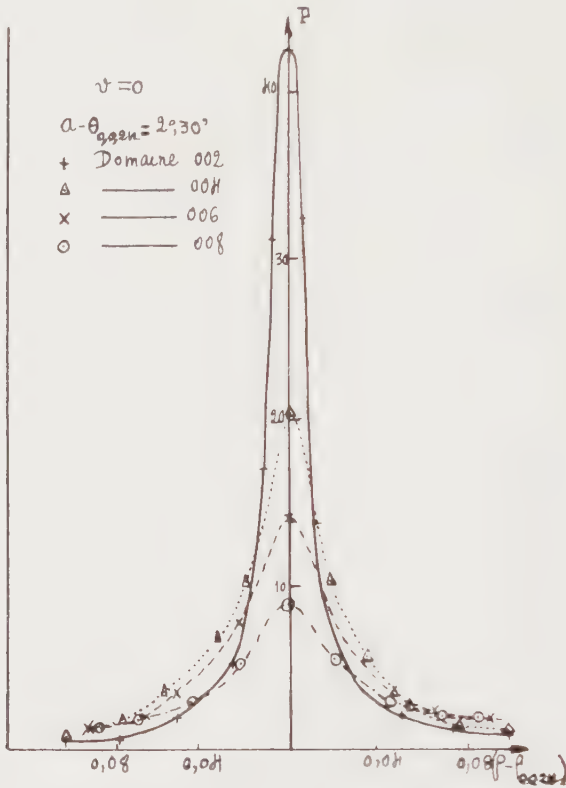
Soient : M_1 et M_2 deux points à l'abscisse $\rho_1 = 2\lambda^{-1} \sin a_1$ (angle de diffusion : $2 a_1$) ; N_1 et N_2 deux points à l'abscisse $\rho_2 = 2\lambda^{-1} \sin a_2$ (angle de diffusion : $2 a_2$). M_1 et N_1 sont sur la courbe $A_1 B_1 B'_1 C_1$; M_2 et N_2 sont sur la courbe $A_2 B_2 B'_2 C_2$. Si l'angle de rencontre est égal à a_1 , le rayon incident et le rayon diffusé satisfont aux conditions de Descartes, par rapport aux plans 112 pour l'angle de diffusion $2 a_1$. Aussi l'ordonnée du point M_1 dépasse celle du point M_2 . Si l'angle de rencontre est égal à a_2 , le rayon incident et le rayon diffusé satisfont aux conditions de Descartes, sur les plans 112 pour l'angle de diffusion $2 a_2$. Et le point N_2 est à une ordonnée supérieure à celle du point N_1 .

Dans la même figure est tracée une courbe de diffusion $A_3 B_3 B'_3 C_3$ qui a été enregistrée lorsque le faisceau incident se réfléchit sélectivement sur les plans 112 sous l'incidence $\theta_{112} = 6^\circ 42'$. La courbe $A_3 B_3 B'_3 C_3$ ne présente aucune anomalie : l'arc $A_3 B_3$ est compris entre les arcs $A_1 B_1$ et $A_2 B_2$, et l'arc $B'_3 C_3$ est dans la même position par rapport aux arcs $B'_1 C_1$ et $B'_2 C_2$. La réflexion sélective ⁽²⁾ ne majore donc pas, de façon sensible, l'intensité du flux

(1) Les parties médianes des courbes ne sont pas représentées car elles sont à des ordonnées très grandes.

(2) Le faisceau réfléchi est environ cinquante fois moins intense que le faisceau incident.

diffusé, suivant les directions qui font des petits angles avec le faisceau réfléchi.



Sylvine. Diffusion forte dans les domaines 00.2n

$\lambda = 0 \text{ \AA}, 708-712$ $T = 290^{\circ}\text{K}$

Fig. 45.

b) Diffusion forte dans les domaines $p, q, r; 2p, 2q, 2r; \dots np, nq, nr$.

Les courbes de diffusion dessinées sur la figure 45 ont

trait respectivement aux domaines 002, 004, 006 et 008 de la sylvine. Toutes ont été relevées dans les mêmes conditions : la longueur d'onde des rayons incidents est égale à $0^{\text{Å}}708-712$; le cristal est immobile ; l'écart entre l'angle de rencontre avec les plans 100 et l'angle de réflexion sélective est le même pour tous les domaines : $2^{\circ}30'$.

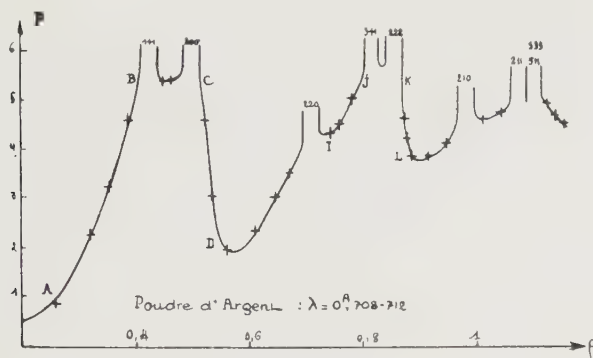


FIG. 46.

On enregistre le pouvoir diffusant en fonction de la différence $\rho - \rho_{00,2n}$.

Le pouvoir réflecteur R varie de la sorte :

Réflexion :	002	004	006	008	0,0,10
R :	100	20	7	3	1

Les maxima de diffusion décroissent plus lentement.

Domaine :	002	004	006	008	0,0,10
P :	42	21	14	9	6

Diffusion forte produite par une poudre cristalline.

La courbe de la figure 46 concerne la diffusion des radiations Mo, Ka par une poudre cristalline d'argent. Les

micro-cristaux ont des orientations uniformément distribuées en tous sens et leur volume moyen est probablement inférieur à 10^{-12} cm³. Les raies de Debye-Scherrer surmontent des bandes ABCD, IJKL... qui sont dues à la diffusion forte. Si les angles de réflexion sélective sont voisines (θ_{111} et θ_{002}), les bandes ne sont pas séparées (arc ABCD).

Les pouvoirs diffusant reportés sur les courbes des figures 40, 41,..., et 46 ont été déterminés avec des fentes largement ouvertes. Les maxima mesurés sont donc très inférieurs aux maxima réels. Ils sont en général plus petits que les maxima enregistrés dans les tableaux VIII, XIX... : et XV, et qui ont été déduits de photométries plus fines.

X

DIFFUSION FAIBLE

Caractère principal de la diffusion faible.

Dans un domaine de diffusion forte, le pouvoir diffusant dépend non seulement de la longueur ρ du vecteur de diffusion, mais encore de son orientation.

Il est une seule exception à cette règle : si ρ et ψ sont constants, le pouvoir diffusant garde la même valeur lorsque le pôle de diffusion se déplace dans le volume propre d'un même domaine.

En dehors des domaines de diffusion forte, le pouvoir diffusant est fonction exclusivement de la longueur du vecteur de diffusion ⁽¹⁾.

Maintenons ρ constant : de tous les pouvoirs diffusants

(1) On peut dire encore : en diffusion forte le pouvoir diffusant varie avec l'orientation du réseau cristallin ; en diffusion faible l'orientation du réseau cristallin n'influe pas sur le pouvoir diffusant.

mesurés pour diverses valeurs de ω et de ϕ , le plus petit est celui qui ne varie pas avec la direction du vecteur diffusion. La diffusion faible est une diffusion minima. Il lui revient toutes les limites inférieures γ des oscillations Γ - γ du pouvoir diffusant envisagées précédemment (voir p. 79).

Le domaine de la diffusion faible.

Le domaine de la diffusion faible comporte une partie principale, centrée sur l'origine ⁽¹⁾ O du réseau polaire (Fig. 9). D'un seul tenant, elle enveloppe complètement les premiers domaines de la diffusion forte : domaine 002, 022 de la sylvine, 111 du diamant. Si ρ croît, les domaines de diffusion forte s'élargissent et s'interpénètrent. Autour d'eux, le domaine de diffusion faible est restreint à des lacunes réunies par des canaux. Puis ρ augmentant encore, les

TABLEAU XXVII.

Diamant : T = 290° K ; Diffusion faible : $\lambda = 1\text{Å}$, 537-541 ;
 $\Delta\varphi$ ⁽²⁾ = 2°30'

2 φ	11°30'	12°	15°	17°	20°	25°	30°	35°
ϕ	0, 1190	0, 1358	0, 1698	0, 1920	0, 2255	0, 2820	0, 3366	0, 3910
P	0, 099	0, 107	0, 127	0, 148	0, 166	0, 232	0, 298	0, 361

2 φ	40°	45°	50°	55°	60°	65°	70°	75°	85°
ϕ	0, 444	0, 493	0, 548	0, 600	0, 652	0, 698	0, 744	0, 792	0, 880
P	0, 441	0, 498	0, 535	0, 570	0, 596	0, 620	0, 646	0, 666	0, 680

⁽¹⁾ Un domaine de diffusion forte très petit, probablement sphérique, entoure l'origine du réseau polaire.

⁽²⁾ $\Delta\varphi$ définit le pouvoir séparateur du photomètre : deux maximum de diffusion se produisant, l'un pour un angle de diffusion φ_1 , l'autre pour un angle de diffusion φ_2 , ne sont point décelés si $2 |\varphi_2 - \varphi_1| < \Delta\varphi$.

domaines de la diffusion forte se tiennent tous, forment un seul bloc où sont inclus des îlots appartenant à la diffusion faible, îlots qui disparaissent à leur tour lorsque φ s'élève à quelques unités. Ainsi, la diffusion produite par une calcite à la température ordinaire, paraît entièrement forte dès que φ dépasse 1,5 (ce qui a lieu pour $\lambda = 0^{\text{A}}, 708$, lorsque 2φ est supérieur à 70°).

La diffusion faible et l'effet Compton.

Les tableaux XXVII, XXVIII, XXIX et XXX, donnent les pouvoirs diffusants faibles à la température ordinaire, pour le diamant, l'aluminium, la sylvine et la calcite. Ils ont été l'objet de déterminations précises et répétées, portant sur divers échantillons.

TABLEAU XXVIII.

Aluminium: $T = 290^{\circ} \text{ K}$; Diffusion faible: $\lambda = 0^{\text{A}}, 708-712$:

$$\Delta\varphi = 1^{\circ}30'$$

2φ	6°	7°	8°	10°	12°	$22^{\circ}30'$	$24^{\circ}40'$
ρ	0,1476	0,1624	0,1972	0,246	0,296	0,560	0,602
P	0,099	0,123	0,145	0,204	0,286	0,670	0,685

2φ	40°	49°	57°	$65^{\circ}30'$	$73^{\circ}3'$	$80^{\circ}22'$
ρ	0,966	1,170	1,348	1,530	1,682	1,822
P	0,975	1,07	1,08	1,07	1,07	1,06

TABLEAU XXIX.

Sylvine: $T = 290^{\circ} \text{ K}$; Diffusion faible: $\lambda = 0^{\text{A}}, 708-712$:

$$\Delta\varphi = 1^{\circ}30'$$

2φ	6°	7°	8°	12°	20°	$32^{\circ}50'$	$47^{\circ}40'$	$60^{\circ}10'$	$76^{\circ}50'$	86°
ρ	0,148	0,172	0,1970	0,296	0,494	0,804	1,140	1,432	1,760	1,928
P	0,228	0,297	0,383	0,555	0,870	1,23	1,52	1,67	1,71	1,72

TABLEAU XXX.

Calcite : $T = 290^\circ \text{ K}$; Diffusion faible : $\lambda = 0\text{\AA}, 708-712$;
 $\Delta\varphi = 1^\circ 30'$

2φ	7°	8°	9°	17°	23°	25°	30°	47°
ρ	0,172	0,197	0,222	0,420	0,540	0,612	0,728	1,128
P	0,115	0,155	0,214	0,576	0,660	0,725	0,758	0,924

Les courbes de diffusion, reproduites — en trait plein — sur les figures 47, 48, 49 et 50, sont construites d'après ces tableaux. Les pouvoirs diffusants minima γ s'inscrivent sur ces courbes avec une erreur moyenne de 5 % ne dépassant jamais 10 %.

La diffusion faible est due pour une part importante à l'effet Compton. Si ρ n'atteint que quelques centièmes, le flux diffusé est principalement incohérent. Dans chacune des figures 47, 48, 49 et 50, est tracée (en pointillé) une courbe représentant la diffusion incohérente. Cette courbe est construite d'après des données théoriques. Ses ordonnées ont pour expression

$$P = \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^3 Z - \frac{\sum f^2}{Z} ;$$

λ est la longueur d'onde des rayons incidents, λ' désigne une longueur d'onde telle que $\frac{hc}{\lambda'}$ est égal au quantum moyen des radiations diffusées avec diminution de fréquence ; Z est le nombre atomique et f un facteur de structure électronique. Nous nous sommes servis des facteurs

de structure électroniques qui ont été calculés par James et Brindley ⁽¹⁾ d'après la théorie de Hartree.

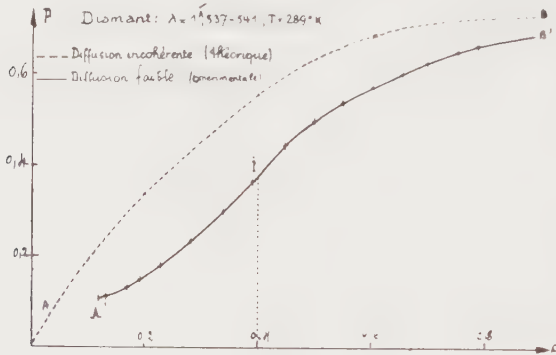
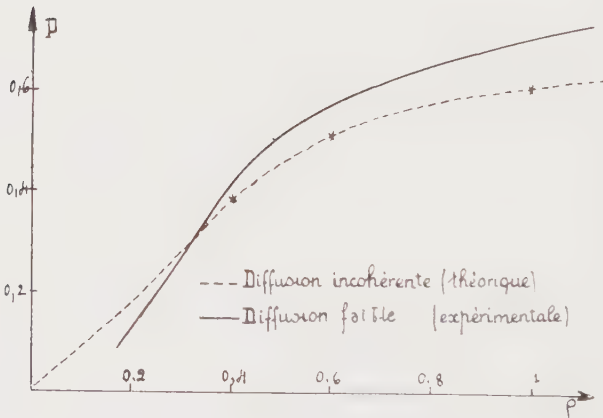


Fig. 47.

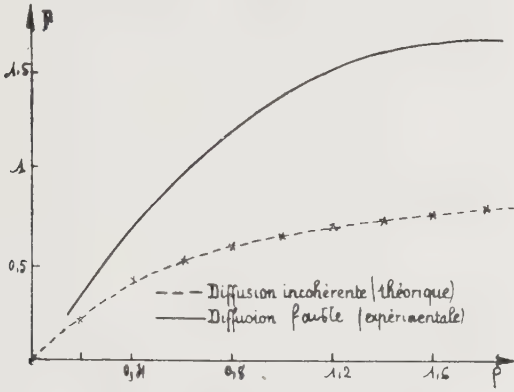


Calcite: $\lambda = 0.708-712$; $T = 289^\circ\text{K}$

Fig. 48.

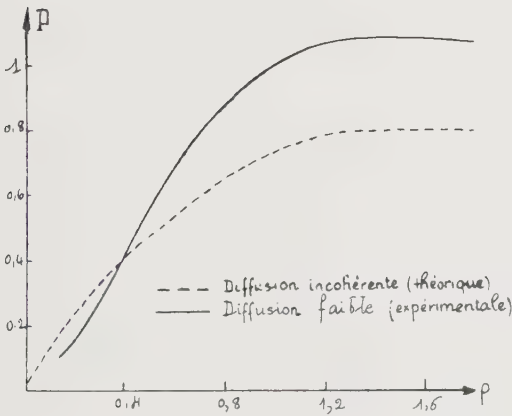
(1) *Loc. cit.*, page 29.

Pour l'aluminium et la calcite, la courbe expérimentale représentant la *diffusion faible* est au-dessous de la courbe



Sylvine : $\lambda = 0\text{Å},708-712$; $T = 289^\circ\text{K}$

FIG. 49.



Aluminium : $\lambda = 0\text{Å},708-712$; $T = 289^\circ\text{K}$

FIG. 50.

théorique représentant la *diffusion incohérente*, depuis l'abscisse 0,150 jusqu'à l'abscisse 0,36 (Fig. 48 et 50). Pour le diamant, toutes les ordonnées de notre courbe expérimentale de diffusion faible sont inférieures aux ordonnées de la courbe théorique de diffusion incohérente (Fig. 47). Aux abscisses voisines de 0,12, le pouvoir théorique de diffusion incohérente dépasse le pouvoir diffusant faible, de 60 % si le diffuseur est la calcite ou l'aluminium, de 150 % s'il est le diamant. Le désaccord est beaucoup plus grand que les erreurs photométriques. S'il est moins important pour l'aluminium et la calcite que pour le diamant, s'il n'apparaît pas avec la sylvine, c'est que l'agitation thermique des atomes dans l'aluminium, la calcite, et surtout dans la sylvine, produit déjà une diffusion notable suivant les directions qui font avec le flux incident des angles égaux à quelques degrés seulement. On peut être tenté, pour faire disparaître le désaccord, d'augmenter les facteurs de structure électronique. Mais du même coup on augmente le facteur de structure atomique

$$F = \sum_i f_i$$

alors que les facteurs de structure atomique, évalués par James et Brindley, excèdent déjà les facteurs de structure atomique mesurés (L'excès est particulièrement grand dans le cas du diamant ⁽¹⁾).

Signalons encore que la courbe expérimentale A' B' (fig. 47) qui donne le pouvoir diffusant en fonction de φ , présente un point d'inflexion I à l'abscisse 0,40 environ, tandis que la pente de la courbe théorique AB, décroît constamment lorsque φ augmente.

(1) G. W. BRINDLEY, *Proceedings of the Leeds Philosophical Society*, 1 (1929) 402.

XI

COMPARAISON ENTRE LA DIFFUSION
DES RADIATIONS MO, K α ET CU, K α .

Diffusion forte.

Si le cristal est à la même température, il n'existe pas de différence importante entre la diffusion forte des radiations M α , K α et celle des radiations Cu, K α .

TABEAU XXXI.

Sylvine : T = 290° K; Domaine 004 : $\lambda = 1^{\text{Å}}$, 537-544
 $\varphi_{004} = 0,638$; $\theta_{004} = 29^{\circ}22'$; $\Delta\varphi = 43'$

2φ	$\varphi - \varphi_{004}$	ψ m	Γ	γ	$\Gamma - \gamma$
46°44'	-0,122	1°15'	0,96	0,92	—
48°44'	0,101	—	0,99	0,95	—
50°44'	0,081	—	1,5	0,99	0,50
52°44'	0,060	1°10'	1,98	1,02	0,95
54°44'	0,040	—	3,86	1,02	2,8
55°56'	0,030	—	6,5	1,06	5,45
56°44'	0,020	—	14,8	1,08	13,7
57°30'	0,012	—	31,4	1,10	30,3
57°44'	0,010	1°	63	1,10	61,5
59°30'	+0,008	1°	69,5	1,12	68,5
59°58'	0,012	—	33,5	1,13	32,4
60°32'	0,018	—	17,3	1,14	16,1
61°30'	0,028	—	7,2	1,16	6
62°40'	0,038	—	4,25	1,16	3,07
64°40'	0,058	55'	2,53	1,16	1,37
66°40'	0,077	—	1,97	1,18	0,80
68°40'	0,097	—	1,44	1,20	0,24
72°40'	0,132	—	1,30	1,23	—
74°	0,144	—	1,23	1,24	—

Un domaine, entourant le même nœud du réseau polaire, (nous dirons un même domaine) paraît avoir les mêmes dimensions, et le pouvoir diffusant y reste constant pour la même position du pôle de diffusion. Cela est vérifié par

TABLEAU XXXII.

Sylvine: T = 290° K; Domaine 022: $\lambda = 1^{\text{A}}$, 537-541
 $\varphi_{022} = 0,451$ $\theta_{022} = 20^{\circ}16'$ $\Delta\varphi = 45'$

2φ	$\varphi - \varphi_{022}$	ψ_{m}	I	γ	I -
26°25'	— 0,154	1°30'	0,680	0,680	—
30°25'	0,110	—	1,0	0,70	0,30
32°25'	0,088	—	1,25	0,74	0,50
34°25'	0,066	—	2,06	0,79	1,27
36°25'	0,045	1°20'	3,9	0,82	3,1
37°25'	0,0340	—	6,3	0,85	5,4
38°25'	0,0230	—	14,6	0,88	13,7
39°25'	0,125	—	48,9	0,90	48
41°25'	+ 0,0090	1°20'	70	0,90	69
42°25'	0,0190	—	15,4	0,92	14,3
43°25'	0,030	—	7,5	0,95	6,55
44°25'	0,0410	—	4,45	0,95	3,5
46°25'	0,0620	1°10'	2,58	0,98	1,6
48°25'	0,0820	—	1,70	1,0	0,70
50°25'	0,1020	—	1,30	1,03	0,27
52°25'	0,1230	—	1,20	1,05	0,15

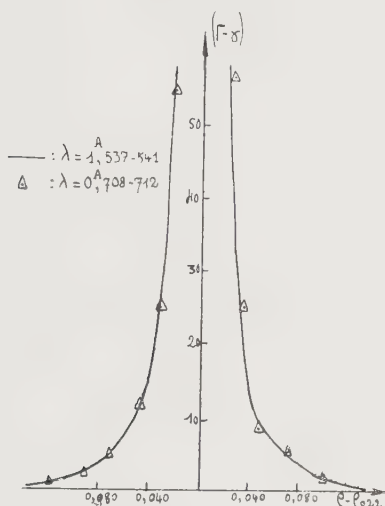
TABLEAU XXXIII.

Sylvine: T = 290° K; Diffusion 004: $\lambda = 1^{\text{A}}$, 537-541
 $\varphi_{004} = 0,638$ $\theta_{004} = 58^{\circ}44'$

P	ψ Mo, K α Cu, K α	1°25'	1°50'	2°20'	3°20'
		52	37,5	26,2	17
		110	58	29,5	17

les nombres inscrits dans les tableaux XXXI et XXXII, et par les courbes des figures 51, 52, 53 et 54.

En particulier, les méridiennes relevées dans le même domaine, pour le même rayon ρ et à la même longitude ω , sont sensiblement égales (Fig. 53 et 54).

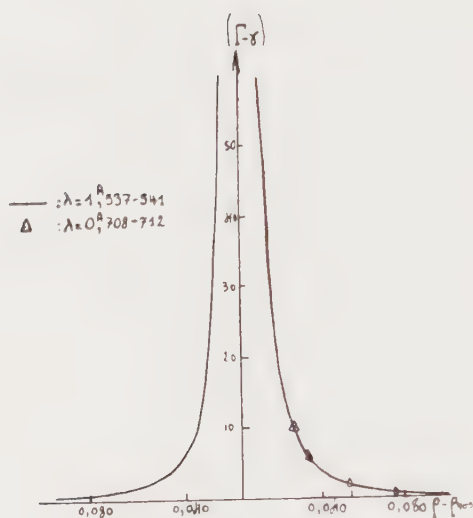


Sylvine : $\lambda = 1^A 537-541$; Domaine 004

FIG. 51.

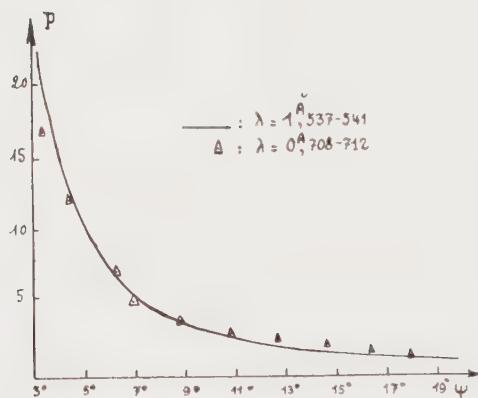
Toutefois, aux colatitudes inférieures à 3° , le pouvoir diffusant pour les radiations Cu, K α semble plus grand que le pouvoir diffusant pour les radiations Mo, K α (Tableau XXXIII). Une telle différence est difficilement explicable. Peut-être est-elle due à une déformation de la surface clivée déformation qui serait produite par l'opération même du clivage ⁽¹⁾, et par conséquent inévitable.

(1) Il est presque impossible d'obtenir des surfaces clivées sans res-sauts, probablement parce que la sylvine est une mosaïque de petits cris-taux.



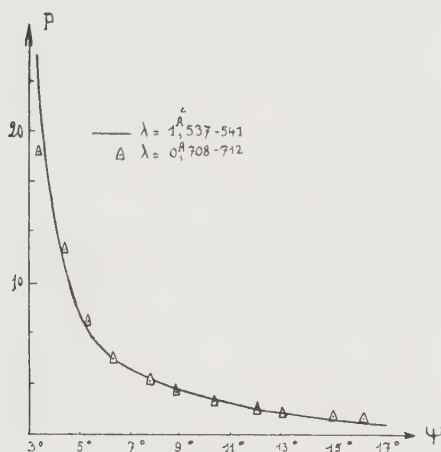
Sylvine : $\lambda = 1^{\text{\AA}}, 537-541$; Domaine 022

FIG. 52.



Sylvine : $\lambda = 1^{\text{\AA}}, 537-541$; Domaine 004 ; $\theta_{004} = 58^{\circ}44'$; $\delta = 0$

FIG. 53.



Sylvine : $\lambda = 1.537-541$; Domaine 022 : $6_{22} = 40^{\circ}22$, $\delta = 0$

Fig. 54.

Diffusion faible.

Le pouvoir diffusant faible d'un cristal à une température donnée est le même pour le rayonnement $K\alpha$ du molybdène, et pour le rayonnement $K\alpha$ du cuivre, si ρ est supérieur à 0,30. Si ρ est moindre, la diffusion faible des radiations Cu, $K\alpha$ paraît plus intense que celle des radiations Mo, $K\alpha$ (Tableau XXXIV). Il est vrai que si l'angle de diffusion est petit, la couche de passage qui recouvre la surface libre du cristal et l'air diffusent fortement les radiations Cu, $K\alpha$. Néanmoins, l'intensité du flux parasite n'atteint pas la différence constatée.

TABLEAU XXXIV.

Sylvine: $T = 290^{\circ} \text{K}$; Diffusion faible.

P	ρ	0,0195	0,220	0,260	0,300	0,420	0,510	0,570	0,780
	$\lambda = 0 \text{ \AA}, 708-742$	0,38	0,43	0,51	0,57	0,75	0,89	0,99	1,23
	$\lambda = 1 \text{ \AA}, 537-541$	0,58	0,60	0,62	0,68	0,82	0,93	1	1,25

XII

RELATION ENTRE LE POUVOIR DIFFUSANT
ET LA TEMPÉRATURE DU CRISTAL

L'effet d'une variation de température sur le pouvoir diffusant d'un cristal a été examiné dans la diffusion des radiations Mo, K α par la sylvine.

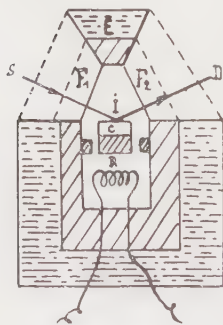


Fig. 55

Le cristal est logé dans un four fermé (Fig. 55) dont les parois entièrement métalliques ont une épaisseur d'un cm. Une résistance interne R chauffe par effet Joule. Un manteau d'amiante E calorifuge l'enceinte. Deux feuilles d'aluminium F_1 et F_2 , épaisses d'un centième de mm., livrent passage l'une aux rayons incidents SI, l'autre aux rayons diffusés ID.

Grâce à un tel dispositif, la température du cristal est assez bien définie. Néanmoins l'étude est fort délicate. En première approximation la distance entre les plans réticulaires est une fonction linéaire de la température T :

$$d = d_0 (1 + \varepsilon T)$$

Supposons que la température s'élève de ΔT . Pour que les conditions d'interférence restent les mêmes, il faut que l'angle de diffusion 2φ diminue de $2\Delta\varphi$:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta T} = - \frac{\beta}{1 + \beta T} \lg \varepsilon$$

Dans le cas de la diffusion forte, la moindre modification des conditions d'interférence fait varier beaucoup le pouvoir diffusant. On commet donc de grosses erreurs si la relation précédente n'est pas rigoureusement satisfaite. Notre comparaison entre les pouvoirs diffusants mesurés à des températures différentes est faite seulement à 10 % près.

La diffusion faible et la diffusion forte sont des fonctions croissantes de la température.

Diffusion forte.

Le volume de chaque domaine de diffusion forte croît lorsque la température s'élève. L'oscillation ($\Gamma - \gamma$) du pouvoir diffusant fait de même, augmentant d'autant plus vite que la différence $|\rho - \rho_{pqr}|$ est plus grande (Tableaux XXXV et XXXVI).

Pour une même élévation de température ($\rho - \rho_{pqr}$ restant constant), l'oscillation du pouvoir diffusant croît de moins en moins quand l'ordre du domaine s'élève. Par exemple dans la diffusion forte de la sylvine, l'augmentation de $\Gamma - \gamma$ par élévation de température est moindre dans le domaine 004 que dans le domaine 002 (Tableaux XXXV et XXXVI).

Les méridiennes se déforment lorsque la température s'élève, car la diffusion n'augmente pas dans les mêmes proportions à toutes les colatitudes.

Les pouvoirs diffusants inscrits dans les tableaux XXXVII et XXXVIII ont tous été mesurés à une même longitude

égale à 45° , comptée à partir d'un axe OX (fig. 9) parallèle à une arête de la maille cubique.

Il n'est pas douteux que la diffusion forte soit due aux ondes élastiques produites par l'agitation thermique. Ces ondes modulent le réseau cristallin de telle sorte que chaque nœud du réseau polaire s'étale suivant un domaine entier de la diffusion forte.

TABLEAU XXXV.

Sylvine : $\lambda = 0^A 708-712$; Domaine 002 : $\Delta\varphi = 1^\circ$

$\varphi - \varphi_{002}$	ψ_m	Γ_{φ}		
		289° K	$550^\circ \pm 10^\circ$ K	$665^\circ \pm 15^\circ$ K
0,0250	$4-10'$	10,9	18	25,3
0,0500	—	2,84	11,6	6,3
0,0740	10°	0,63	0,98	1,71
0,0990	—	0,24	0,50	0,72
0,1240	1°	—	0,24	0,34
0,1470	—	—	—	—

TABLEAU XXXVI.

Sylvine : $\lambda = 0^A 708-712$; Domaine 004 : $\Delta\varphi = 1^\circ$

$\varphi - \varphi_{004}$	ψ_m	Γ_{φ}		
		289° K	$550^\circ \pm 10^\circ$ K	$665^\circ \pm 15^\circ$ K
0,0270	$33'$	11,3	16,8	18,5
0,0510	—	2,66	3,60	4,0
0,0740	$50'$	0,43	0,55	0,72
0,0980	—	0,17	0,25	0,44
0,1020	—	—	—	0,14(?)
0,1280	—	—	—	—

TABLEAU XXXVII.

Sylvine : Domaine 002 : $\lambda = 0^{\circ}$, 708-712; $\varphi = \theta_{002} = 6^{\circ}29'$; $\omega = 45^{\circ}$.

ψ	2°	3°	5°	6°	7°	8°	9°	10°	11°
$\Delta\psi$	1°15'	1°10'	1°5'	1°	55'	—	—	—	50'
P { 290° K	72	48	26,4	20,5	17,5	15	12,3	9,	8,5
550° $\pm$ 10° K	114	77	44	33	28	25	20	16,5	14
665° $\pm$ 15° K	132	89	53	41	35	32	24,5	20,2	17

TABLEAU XXXVIII.

Sylvine : Domaine 004 : $\lambda = 0^{\circ}$, 708-712; $\varphi = \theta_{004} = 13^{\circ}3'$; $\omega = 45^{\circ}$.

ψ	1°25'	1°50'	2°20'	3°20'	4°20'	5°15'	6°15'
$\Delta\psi$	55'	—	50'	—	45'	—	40'
P { 289 K	51	38,5	36,5	17	12	8,9	7,5
550° $\pm$ 10° K	73,5	54	38	23,6	16,8	12	10
665° $\pm$ 15° K	75	56,5	40	25	18	13,5	12,3

ψ	6°55'	7°55'	8°50'	10°45'	12°45'	14°45'	16°45'
$\Delta\psi$	40'	—	—	—	35'	—	—
P { 289° K	5,4	4,4	3,7	2,95	2,5	2,10	1,70
550° $\pm$ 10° K	6,8	5,8	4,8	3,85	3,28	2,75	2,3
665° $\pm$ 15° K	7,7	6,5	5,5	4,5	3,85	3,2	2,65

TABLEAU XXXIX.

Sylvine : Diffusion faible : $\lambda = 0^{\circ}$, 708-712.

φ	0,2980	0,4940	0,614	0,800	1,140
P { 289° K	0,565	0,87	1,02	1,26	1,55
550° $\pm$ 10° K	0,89	0,133	1,54	1,88	2,05
665° $\pm$ 15° K	1,03	1,50	1,70	2,2	2,4

Diffusion faible.

Pour une même élévation de température, l'accroissement du pouvoir diffusant faible est aussi fonction de ρ (Tableau XXXIX). Si ρ grandit l'accroissement du pouvoir diffusant faible augmente en valeur absolue, mais diminue en valeur relative.

XIII

CONCLUSION

La diffusion des rayons X par les cristaux en dehors des directions des réflexions sélectives n'est point négligeable, mais elle est faible. Pour l'étudier nous avons dû mettre au point un spectromètre très sensible, dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

1) Il est construit pour opérer avec un rayonnement monochromatique (Mo, K α ou Cu, K α), obtenu par réflexion sur une lame de quartz courbée.

2) La mesure du pouvoir diffusant est absolue, en ce sens que l'intensité du faisceau diffusé, déterminée au moyen d'une chambre d'ionisation à argon, a toujours été comparée directement à l'intensité du faisceau incident, en réduisant la sensibilité de l'appareil par une capacité mise en parallèle avec l'électromètre. Le photomètre est suffisamment sensible pour déceler l'entrée dans la chambre d'ionisation d'un photon toutes les deux secondes.

Il est commode, pour exprimer les résultats obtenus avec ce spectromètre, de se servir du réseau polaire. Traçons dans la direction de propagation du faisceau incident un vecteur $\vec{IO}$ (fig. 8) de longueur $1/\lambda$ dont l'extrémité soit à l'origine du réseau polaire ; puis un vecteur $\vec{ID}$ de même longueur dans la direction du faisceau diffusé. L'expérience

montre que le pouvoir diffusant ne dépend que de la position du point D. Il est maximum lorsque le point D coïncide avec un nœud M (pqr) du réseau polaire (la condition de réflexion sélective sur les plans p, q, r est satisfaite). Il diminue très vite quand le point D s'éloigne du nœud. On constate néanmoins, autour de chaque nœud, l'existence d'un domaine plus ou moins étendu, tel que si le point D est à l'intérieur du domaine la diffusion est encore notable. Nous avons fait une topographie complète des domaines 002, 004, 006 de diffusion forte de la sylvine, et déterminé les surfaces d'isodiffusion dans ces domaines. Ce sont des sortes de ménisques, minces dans la direction OM, élargis dans les directions perpendiculaires, s'emboîtant les uns dans les autres; le pouvoir diffusant diminue quand on passe d'une surface à l'autre en s'éloignant du nœud M. Les surfaces d'isodiffusion 002 et 004 sont de révolution autour de la rangée 001 du réseau polaire. Le domaine de diffusion 006 empiète sur les domaines voisins 206, 026, $\bar{2}06$ et $\bar{0}26$. On observe des maximums de diffusion dans les régions communes à deux domaines.

La diffusion forte a son origine surtout dans l'agitation thermique des atomes. Ses domaines s'accroissent lorsque la température s'élève; ils sont beaucoup plus étendus pour la sylvine où l'agitation thermique est forte, que pour le diamant où l'agitation thermique est faible. On peut espérer, que la topographie des domaines de la diffusion forte, apportera des renseignements précis, sur la distribution de l'énergie entre les diverses ondes élastiques qui constituent l'agitation thermique.

Lorsque le point D est éloigné de tout nœud du réseau polaire, le pouvoir diffusant est faible. Il ne dépend plus de la direction du vecteur $\vec{OD}$, mais seulement de sa longueur ($\rho = 2 \lambda^{-1} \sin \varphi$).

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
I. — Introduction.....	5
II. — Le spectromètre.....	7
III. — Le monochromateur.....	8
IV. — Le photomètre et les photométries.....	10
V. — Rayonnements parasites et autres causes d'erreurs..	18
VI. — Détermination du pouvoir diffusant.....	22
VII. — Représentation de la diffusion dans le réseau polaire. Diffusion forte et Diffusion faible.....	31
VIII. — Le pouvoir diffusant et l'azimut du plan de diffusion	34
IX. — Diffusion forte.....	47
1) Caractère principal de la diffusion forte. Étude des méridiennes.....	48
2) Le pouvoir diffusant et la longitude du vecteur de diffusion. Étude des parallèles.....	65
3) Le pouvoir diffusant et l'angle de diffusion..	79
4) Les surface d'isodiffusion.....	90
5) Diffusion par un cristal immobile dans le faisceau incident.....	93
X. — Diffusion faible.....	104
XI. — Comparaison entre la diffusion des radiations Cu, K α et Mo, K α	111
XII. — Le pouvoir diffusant et la température du cristal...	116
XIII. — Conclusion.....	120

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES ZÉOLITES

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 24 juin 1939.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
G. ROUSSY.

